PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1912. Redaktionsschluß für No. 1 am 13. Dezember 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. Gans, Die Absorptionskurve kolloidaler Silberlösungen. S. 1185.

C. Zakrzewski, Über die Berechnung der optischen Konstanten der Metalle aus Messungen der Phasenunterschiede. S. 1186.

J. Ishiwara, Zur Theorie der Gravitation. S. 1189.

K. W. F. Kohlrausch, Über die in der Atmosphäre suspendierten festen radioaktiven Zerfallsprodukte. S. 1193.

F. Burger u. J. Koenigsberger, Das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption. S. 1198.

E. Grimsehl, Vorgänge bei der Elektrolyse. S. 1199.

L. Amaduzzi, Die Righischen leuchtenden Massen bei einer mit Wechselspannung erzeugten Entladung. S. 1202.

C. Mainka, Das bifilare Kegelpendel (Erdbebeninstrument). S. 1206.

W. Marten, Vergleichsmessungen mit Pyrheliometern. S. 1212.

K. Kähler, Die Schwankungen des elektrischen Leitvermögens der Atmosphäre und des vertikalen Leitungsstroms in Potsdam. S. 1216.

W. Knoche, Hoher Wert der induzierten Aktivität und der Leitfähigkeit in der Kordillere von Las Condes. S. 1221.

G. Rümelin, Einrichtung zur Herstellung von Spiegeln durch Kathodenzerstäubung. S. 1222.

K. Wegener, Beschreibung der Gezeiten-Registrierung in der Groß-Bai auf Spitzbergen. S. 1223.

W. Budig, Staubmessungen in freier Atmosphäre. S. 1224.

Besprechungen:

O. Roemer, Adversaria. S. 1224.

M. Roscher, Die Kabel des Weltverkehrs. S. 1225.

C. Burali-Forti u. R. Marcolongo, Elemente der Vektoranalysis. S. 1226.

G. H. Darwin, Ebbe und Flut sowie verwandte Erscheinungen im Sonnensystem. S. 1226.

H. Börner, Lehrbuch der Physik. S. 1227.

H. Börner, Leitfaden der Experimentalphysik. S. 1227.

F. Auerbach, Physik in graphischen Darstellungen. S. 1227.

H. Hahn, Die Zeit- und Kostenfrage der physikalischen Schülerübungen. S. 1227.

Berichtigung. S. 1228.

Tagesereignisse. S. 1228.

Personalien. S. 1228.

Angebote. S. 1228.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Absorptionskurve kolloidaler Silberlösungen.

Von R. Gans.

Kürzlich habe ich gezeigt[1]), daß die Metallteilchen in rubinroten kolloidalen Goldlösungen genähert Kugelgestalt haben müssen.

Jetzt möchte ich die Resultate von Rechnungen mitteilen, die geeignet sind, an der Hand entsprechender Messungen Aufschluß über die Form der Amikronen in kolloidalen Silberlösungen zu geben.

Ernst Müller[2]) hat aus dem von Hagen und Rubens für Silber bestimmten Reflexionsvermögen den komplexen Brechungsexponenten m' für verschiedene Wellenlängen λ berechnet, wie er in Tabelle 1 dargestellt ist.

Tabelle 1.

λ	$m'^2 - 1$
420 $\mu\mu$	$-3{,}863 - 0{,}532\,i$
450	$-4{,}888 - 0{,}653\,i$
500	$-6{,}801 - 0{,}918\,i$
525	$-7{,}821 - 1{,}087\,i$
650	$-14{,}34 - 2{,}162\,i$
750	$-20{,}45 - 2{,}927\,i$

Daraus ergeben sich unter der Annahme, daß die Silberteilchen in kolloidalen Silberlösungen gegen die Wellenlänge des Lichts unendlich kleine Rotationsellipsoide von den in Tabelle 2 gegebenen Achsenverhältnissen B/A

Tabelle 2.

I. Verlängerte Rotationsellipsoide		II. Abgeplattete Rotationsellipsoide	
Nr.	B/A	Nr.	B/A
1	1,00	7	1,00
2	0,77	8	0,62
3	0,57	9	0,38
4	0,40	10	0,22
5	0,23	11	0,10
6	0,00	12	0,00

sind, folgende in Tabelle 3 niedergelegte Werte für den Lichtverlust K auf dem Wege 1 mm durch eine Lösung von der Konzentration 1 mm³ Silber in 1 l Wasser, und zwar in Promille, als Funktion der in Luft gemessenen Wellenlänge λ.

Tabelle 3.

Die Größe K.

λ in $\mu\mu$	Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4	Nr. 5	Nr. 6
420	93,48	202,9	77,24	28,84	16,54	11,15
450	27,54	45,12	192,7	37,70	13,62	7,783
500	9,08	11,51	34,77	219,8	19,07	6,861
525	6,40	7,763	18,29	255,6	26,30	7,112
650	1,878	2,116	3,324	10,80	409,2	9,752
750	0,937	1,033	1,510	3,812	64,19	11,11

1) R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **37**, 881, 1912.

2) E. Müller, Ann. d. Phys. (4) **35**, 500, 1911.

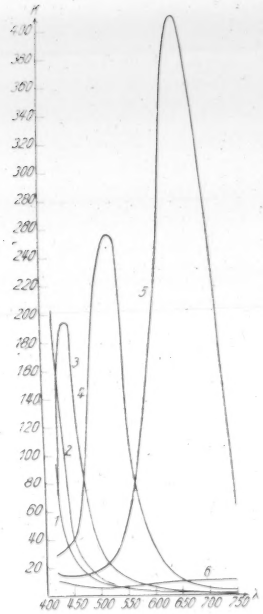


Fig. 1.

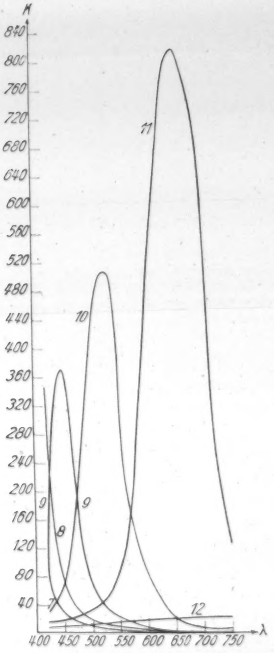


Fig. 2.

λ in μμ	Nr. 7	Nr. 8	Nr. 9	Nr. 10	Nr. 11	Nr. 12
420	93.48	343.4	114.9	30.63	13.51	7.538
450	27.54	68.85	369.8	93.75	18.22	8.402
500	9.08	15.30	63.42	434.7	34.17	10.43
525	6.40	9.072	32.09	507.5	49.59	11.70
650	1.878	2.511	5.204	20.38	817.3	18.61
750	0.937	1.211	2.282	6.99	127.8	21.75

Diese Werte von K sind nach den von mir angegebenen Formeln[1]) berechnet worden.

Fig. 1 und 2 geben eine graphische Darstellung[2]) der Absorptionskurven unter der Annahme der in Tabelle 2 angegebenen Formen. Nr. 1 und Nr. 7 bedeuten z. B. Kugeln, Nr. 6 Stäbchen, Nr. 12 Scheiben, wie sich aus den in Tabelle 2 namhaft gemachten Achsenverhältnissen erkennen läßt.

Man erkennt aus Tabelle 3 oder aus den Diagrammen, daß die Absorptionskurven einer Silberlösung, ebenso wie wir es früher für eine Goldlösung gesehen hatten, sehr stark von der Form der Teilchen abhängig sind, so daß es möglich sein muß, durch Absorptionsmessungen auf die Teilchenform zu schließen.

Die hierzu nötigen Messungen sollen demnächst ausgeführt werden.

La Plata, Instituto de Física, 26. Aug. 1912.

(Eingegangen 23. September 1912.)

1) R. Gans, l. c. S. 886, Formel (19) und (21).

2) Der Maßstab der Ordinaten in Fig. 1 ist doppelt so groß gewählt wie in Fig. 2.

Über die Berechnung der optischen Konstanten der Metalle aus Messungen der Phasenunterschiede [1]).

Von Constantin Zakrzewski.

Bei der Bestimmung der optischen Konstanten der Metalle mißt man gewöhnlich bei einem Einfallswinkel die beiden Elliptizitätselemente des an einem Metallspiegel reflektierten Lichts. Als Elemente kann man bekanntlich die relative Phasendifferenz und das Amplitudenverhältnis der parallel und senkrecht zur Einfallsebene schwingenden Komponenten oder

1) Aus dem Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie, A., Octobre 1912.

auch die Lage und das Achsenverhältnis der resultierenden Ellipse benützen. Die Genauigkeit der auf diesem Wege erhaltenen Resultate ist in hohem Maße von der Beschaffenheit des Spiegels abhängig, da die verunreinigenden Oberflächenschichten und die infolge mangelhafter Politur zurückbleibenden Risse die Elliptizitätselemente stark beeinflussen. Jedoch ist die Wirkung der beiden oben genannten Faktoren nicht gleich. Wie zuerst Drude[1]) gezeigt hat, ist der Phasenunterschied nahezu von den Rissen unabhängig, wenn diese parallel zu der Einfallsebene gerichtet sind. Dagegen erscheint das Amplitudenverhältnis, welches nur wenig von der Reinheit der Oberfläche abhängt, immer stark durch die Risse beeinflußt.

Die Herstellung der Spiegel im normalen Zustande ist eine Aufgabe, welche bis jetzt nicht in zahlreichen Fällen ihre Lösung gefunden hat. Deshalb sieht man sich öfters gezwungen, die von Drude gegebene Weisung zu befolgen und den Spiegel zweimal zu untersuchen. Bei der ersten Prüfung muß der Spiegel rein sein, die bei der Herstellung entstandenen Risse kommen da nicht in Betracht; man bestimmt den Phasenunterschied für den Fall, wenn die Risse zur Einfallsebene parallel liegen; bei der zweiten Messung handelt es sich vor allem darum, daß der Spiegel glatt sei, man läßt dagegen etwaige Verunreinigungen außer acht und bestimmt das Amplitudenverhältnis, welches nur wenig von seinem wahren Werte differiert.

Man könnte versuchen, die optischen Konstanten aus den bei zwei oder mehreren Einfallswinkeln gemessenen Phasenunterschieden allein zu bestimmen, und dann wäre überhaupt die Notwendigkeit der Anwendung hochpolierter Spiegel nur auf jene Fälle beschränkt, in welchen größere Genauigkeit wünschenswert erschiene. Schon Drude[2]) hat sich diese Aufgabe gestellt, sie jedoch nur unvollständig gelöst und auch in der Praxis nicht angewendet. Wir hoffen, zeigen zu können, daß es wirklich möglich ist, mittels bloßer Phasenunterschiede die Summe der beiden Konstanten wie auch den Extinktionskoeffizienten mit Genauigkeit zu ermitteln, so daß die Resultate sich entweder gar nicht oder nur ganz unerheblich von den auf gewöhnlichem Wege erhaltenen unterscheiden.

Wir beginnen mit der Kettelerschen Formel[3]) für den Phasenunterschied δ:

$$-\operatorname{tg}\delta = \frac{2\varkappa \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi}{m^2 + \varkappa^2 - \sin^2\varphi \operatorname{tg}^2\varphi}, \qquad (1)$$

wo φ den Einfallswinkel bedeutet; m und $\varkappa$ sind Hilfsgrößen, welche durch folgende Ausdrücke gegeben sind:

$$\left.\begin{aligned} 2m^2 &= (\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - \sin^2\varphi) + \\ &\quad + \sqrt{(\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - \sin^2\varphi)^2 + 4\nu_0^2\varkappa_0^2} \\ 2\varkappa^2 &= -(\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - \sin^2\varphi) + \\ &\quad + \sqrt{(\nu_0^2 - \varkappa_0^2 - \sin^2\varphi)^2 + 4\nu_0^2\varkappa_0^2}; \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

ν_0 ist der Brechungsindex; $\varkappa_0$ bezeichnet den auf die in Luft gemessene Wellenlänge bezogenen Extinktionsindex.

Die Summe der Quadrate beider Indizes bezeichnen wir mit $\tilde{\omega}$. Aus den letzten Ausdrücken finden wir:

$$m^2 + \varkappa^2 = (\tilde{\omega} + \sin^2\varphi)\sqrt{1 - \frac{4\nu_0^2 \sin^2\varphi}{(\tilde{\omega} + \sin^2\varphi)^2}}. \qquad (3)$$

In allen Metallen ist $\tilde{\omega}$ groß gegen eins. Deshalb kann man den Ausdruck für $\varkappa$ in eine Reihe entwickeln und alle nicht quadratischen Glieder vernachlässigen; dann erhält man[1]):

$$\varkappa = \varkappa_0\left(1 + \frac{\sin^2\varphi}{2\tilde{\omega}}\right).$$

In ähnlicher Weise findet man aus (3):

$$m^2 + \varkappa^2 = \tilde{\omega} + \sin^2\varphi - \frac{2\nu_0^2 \sin^2\varphi}{\tilde{\omega} + \sin^2\varphi}.$$

Dann erhalten wir aus (1):

$$\left.\begin{aligned} -\operatorname{tg}\delta &= \\ &= \frac{2\varkappa_0 \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi\left(1 + \frac{\sin^2\varphi}{2\tilde{\omega}}\right)}{\omega + \sin^2\varphi - \frac{2\nu_0^2 \sin^2\varphi}{\tilde{\omega} + \sin^2\varphi} - \sin^2\varphi \operatorname{tg}^2\varphi} = \\ &= \frac{2\varkappa_0 \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi\,(1+\alpha)}{\tilde{\omega} + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi\,(1-\beta)}, \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

wo

$$\alpha = \frac{\sin^2\varphi}{2\omega}$$

und

$$\beta = \frac{2\nu_0^2 \sin^2\varphi}{(\tilde{\omega} + \sin^2\varphi)(\tilde{\omega} + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi)}.$$

Die Größe α ist für alle Einfallswinkel bedeutend kleiner als eins. Auch β ist klein für Winkel, für welche $\operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi$ positiv ist, und für solche, für welche $\operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi$ zwar negativ, jedoch absolut genommen, größer ist als $\tilde{\omega}$. Sonst ist das Gebiet, in welchem β größere Werte annehmen kann, nur auf einen kleinen Bereich der Einfallswinkel beschränkt. Wenn wir den Wert von $\tilde{\omega}$, sei es auch nur in Annäherung, kennen, wird es immer möglich sein, dieses Gebiet aus der Betrachtung auszuschließen. Dann kann man zwei Gleichungen, welche der Ausdruck (4) für zwei Einfallswinkel gibt, durch

1) P. Drude, Wied. Ann. **39**, 498, 1890.
2) P. Drude, a. a. O., S. 507.
3) H. Bouasse, Cours de Physique, V, S. 247; A. Schuster, An Introduction to the Theory of Optics, S. 261.

1) A. Schuster, a. a. O., S. 262.

sukzessive Annäherung in bezug auf $\tilde{\omega}$ und $\varkappa_0$ lösen. In erster Annäherung werden α und β gleich Null gesetzt und auf diese Weise angenäherte Werte von $\tilde{\omega}$ und $\varkappa_0$ gefunden; mit diesen berechnet man α und β, welche in die Gleichungen eingesetzt werden; die Lösung dieser neuen Gleichungen in bezug auf $\tilde{\omega}$ und $\varkappa_0$ gibt deren Werte, welche man als in zweiter Annäherung richtig ansehen darf usw. Die dreimalige Rechnung genügt vollständig: der Wert von $\operatorname{tg}\delta$, welchen man aus Gleichung (4) mittels der in dritter Annäherung richtigen Werte von $\tilde{\omega}$ und $\varkappa_0$ berechnet, stimmt vollkommen mit demjenigen überein, welchen man mittels der aus der Messung gegebenen Phasenunterschiede findet.

Die Auflösung der Gleichungen (4) kann man auch auf Grund einer von Herrn D. A. Goldhammer[1]) angegebenen Methode ausführen. Bezeichnen wir die in erster Annäherung erhaltenen Werte der Konstanten mit $\tilde{\omega}_1$ und $\varkappa_1$ und den Wert der mittels derselben berechneten Korrektionen α und β mit α_1, β_1; dann setzen wir:

$$\varkappa_2 = \varkappa_1 + \Delta\varkappa_1$$
$$\tilde{\omega}_2 = \tilde{\omega}_1 + \Delta\tilde{\omega}_1.$$

Berechnen wir den Ausdruck:

$$\frac{2\varkappa_1 \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi\,(1+\alpha_1)}{(\tilde{\omega}_1 + \operatorname{tg}^2\varphi\cos\varphi)\,(1-\beta_1)},$$

welchen wir mit A_1 bezeichnen. Der Wert von $-\operatorname{tg}\delta$ ist nach (4) durch folgende Gleichung gegeben:

$$-\operatorname{tg}\delta = A = \frac{2\varkappa_2 \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi\,(1+\alpha_1)}{(\tilde{\omega}_2 + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi)\,(1-\beta_1)}.$$

Also:

$$\frac{A}{A_1} = \frac{\varkappa_2}{\varkappa_1} : \frac{\tilde{\omega}_2 + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi}{\tilde{\omega}_1 + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi} = \frac{1 + \dfrac{\Delta\varkappa_1}{\varkappa_1}}{1 + \dfrac{\Delta\tilde{\omega}_1}{\tilde{\omega}_1 + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi}},$$

oder:

$$\lg A - \lg A_1 = \frac{\Delta\varkappa_1}{\varkappa_1} - \frac{\Delta\tilde{\omega}_1}{\tilde{\omega}_1 + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi}.$$

Diese für zwei Einfallswinkel aufgestellte Gleichung gibt $\Delta\varkappa_1$ und $\Delta\tilde{\omega}_1$, also auch $\varkappa_2$ und $\tilde{\omega}_2$, welche man als in zweiter Annäherung richtig ansehen kann.

Man kann die sukzessive Annäherung nach dieser (logarithmischen) oder nach der gewöhnlichen Methode weiter führen.

1) D. A. Goldhammer, diese Zeitschr. 13, 537, 1912.

Die Genauigkeit, mit welcher man $\tilde{\omega}$ und $\varkappa$ auswerten kann, ist von der Genauigkeit der Phasenmessungen abhängig. Für Fehlerrechnung genügt die angenäherte Gleichung:

$$-\operatorname{tg}\delta = A = \frac{2\varkappa_0 \sin\varphi \operatorname{tg}\varphi}{\tilde{\omega} + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi}.$$

Diese Gleichung gibt:

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{\delta\varkappa_0}{\varkappa_0} - \frac{\delta\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}} \cdot \frac{\tilde{\omega}}{\tilde{\omega} + \operatorname{tg}^2\varphi\cos 2\varphi}. \qquad (5)$$

Für Silber z. B. ist:

bei dem Winkel $\varphi = 70^0 \ldots \pi - \delta = 68^0 16'$,
bei dem Winkel $\varphi = 77^0 \ldots \pi - \delta = 95^0 54'$.

Wenn man δ bis auf 10′ mißt, hat man

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{d(\operatorname{tg}\delta)}{\operatorname{tg}\delta} = \frac{d\delta}{\cos^2\delta\operatorname{tg}\delta} = \frac{0{,}0035}{\cos^2\delta\operatorname{tg}\delta}.$$

Das gibt 1 Proz. für $\varphi = 70^0$ und 4 Proz. für $\varphi = 77^0$. Da für Silber $\tilde{\omega} = 13{,}66$, so erhalten wir mittels (5)

$$\frac{\delta\varkappa_0}{\varkappa_0} = 2 \text{ Proz.}, \qquad \frac{\delta\tilde{\omega}}{\omega} = {}^1/_2 \text{ Proz.}$$

Man kann also aus den Phasenunterschieden $\varkappa_0$ und $\tilde{\omega}$ genau auswerten, ebenso können aus der Messung des Intensitätsverhältnisses r_0 und $\tilde{\omega}$ gefunden werden. Was die andere Konstante betrifft, so ist die Genauigkeit ihrer Bestimmung von der Größe derselben abhängig: man berechnet r_0 aus der Gleichung:

$$r_0^2 = \tilde{\omega} - \varkappa_0^2.$$

Diese Gleichung gibt für den relativen Fehler:

$$\frac{\delta r_0}{r_0} = \frac{\delta\tilde{\omega}}{2r_0^2} - \frac{\varkappa_0^2}{r_0^2}\delta\varkappa_0.$$

Wenn r_0 sehr klein ist, kann der Fehler leicht 100 Proz. überschreiten, was für Silber wirklich der Fall ist.

Das oben dargestellte Verfahren habe ich zur Bestimmung der optischen Konstanten des Silbers, des Nickels und des Zinks angewendet. Das Zahlenmaterial für Silber ist den Messungen von Drude[1]) entnommen. Nickel und Zink habe ich selbst nach meiner früher beschriebenen Methode untersucht[2]). Alle diese Messungen sind im Natriumlicht ausgeführt.

1. Silber.

An einem optisch vollkommenen Spiegel, welcher aus chemisch niedergeschlagenem Silber hergestellt wurde, fand Drude folgende Phasenunterschiede:

$\varphi = 70^0$	71	72	73
$\pi - \delta = 68^0 16'$	$71^0 30'$	$74^0 54'$	$78^0 54'$
$\varphi = 74^0$	75	76	77^0
$\pi - \delta = 82^0 30'$	$86^0 48'$	$91^0 6'$	$95^0 54'$.

1) P. Drude, a. a. O., S. 513.
2) C. Zakrzewski, Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie, A, 1910, S. 78.

Da für Silber $\tilde{\omega} = 13{,}6$, so ist der Winkel, für welchen

$$\tilde{\omega} + \mathrm{tg}^2\varphi \cos 2\varphi = 0$$

gleich $75^0\,14'$. Für die Winkel von 70^0 und 77^0 ist schon diese Funktion bedeutend größer als eins; sie sind also für die Rechnung geeignet.

In erster Annäherung ($\alpha = \beta = 0$) erhält man:

$$\varkappa_0 = 3{,}78, \quad \tilde{\omega} = 13{,}56, \quad \nu_0^2 = -0{,}75.$$

Da aber ν_0^2 nicht negativ sein kann, so wurde ν_0 willkürlich gleich Null, also

$$\omega = \varkappa_0^2 = 13{,}36$$

gesetzt.

In zweiter Annäherung gelangt man zu den Werten

$$\tilde{\omega} = 13{,}56, \quad \varkappa_0 = 3{,}66$$

und in der dritten:

$$\varkappa_0 = 3{,}66, \quad \tilde{\omega} = 13{,}58, \quad \nu_0 = 0{,}43.$$

Mit diesen Werten findet man folgende Werte der Phasenunterschiede:

$\varphi =$	70^0	71	72	73^0
$\pi - \delta =$	$68^0\,16'$	$71^0\,40'$	$75^0\,4'$	$78^0\,48'$
Diff.	0	$+\,10'$	$+\,10'$	$-\,6'$
$\varphi =$	74^0	75	76	77^0
$\pi - \delta =$	$82^0\,43'$	$86^0\,52'$	$91^0\,15'$	$95^0\,54'$
Diff.	$+\,13'$	$+\,4'$	$+\,9'$	0

In der Fehlergrenze stimmen die Werte der Konstanten mit denen von Drude, welcher angibt:

$$\varkappa_0 = 3{,}69, \quad \tilde{\omega} = 13{,}66, \quad \nu_0 = 0{,}21.$$

2. Nickel.

Ein chemisch nicht näher untersuchtes Nickelstück wurde mittels grobkörnigen Schmirgels poliert. Der auf diese Weise erhaltene Spiegel war rein, aber noch stark geritzt. Bei der Messung waren die Risse parallel der Einfallsebene gerichtet. Es wurden folgende Phasenunterschiede gefunden:

$\varphi =$	55^0	60^0	70^0	80^0
$\pi - \delta =$	$31{,}00^0$	$39{,}68^0$	$65{,}42^0$	$113{,}20^0$.

Die mit den Winkeln 70^0 und 80^0 ausgeführte Rechnung ergab:

in erster Annäherung:

$$\varkappa_0 = 3{,}42 \quad \tilde{\omega} = 13{,}86 \quad \nu_0 = 1{,}47,$$

in zweiter (logar.):

$$\varkappa_0 = 3{,}37 \quad \tilde{\omega} = 13{,}97 \quad \nu_0 = 1{,}61,$$

in dritter:

$$\varkappa_0 = 3{,}31 \quad \tilde{\omega} = 14{,}16 \quad \nu_0 = 1{,}79.$$

Die Kontrollrechnung ergab folgende Resultate:

$\varphi =$	55	60	70	80^0
$\pi - \delta =$	$31{,}05^0$	$39{,}57^0$	$65{,}58^0$	$113{,}30^0$.
Diff.	$+0{,}05^0$	$-0{,}11^0$	$+0{,}16^0$	$+0{,}10^0$.

Drude hat für ein Nickelstück $\varkappa_0 = 3{,}32$, $\nu_0 = 1{,}80$ und für ein anderes: $\varkappa_0 = 3{,}32$, $\nu_0 = 1{,}77$ gefunden.

3. Zink.

Da dieses Metall durch trockenes Pulver stark verunreinigt wird, verwendete ich zum Polieren mit Alkohol benetztes Karborundumpulver. Vor den Messungen wurde der Spiegel mit Toluol gereinigt, unter der Pumpe getrocknet und kurze Zeit über ganz reines Tuch geführt. Um die Reinheit des Spiegels zu prüfen, wurde derselbe vorher unter dem Einfallswinkel 77^0 gemessen; in diesem Fall soll nach Drude, wenn keine Oberflächenschichten vorhanden sind, $\pi - \delta = 70{,}00^0$ betragen. Der von mir gefundene Phasenunterschied beträgt: $69{,}86^0$; also war der Spiegel rein, wenn auch noch stark geritzt. Bei verschiedenen Einfallswinkeln wurde folgendes gefunden:

$\varphi =$	60^0	65^0	77^0	80^0	83^0
$\pi - \delta =$	$26{,}59^0$	$34{,}49^0$	$69{,}86^0$	$87{,}43^0$	$110{,}44^0$.

Für die Rechnung wurden die Winkel 60^0 und 77^0 gewählt. Ich erhielt:

in erster Annäherung:

$$\varkappa_0 = 5{,}30 \quad \tilde{\omega} = 33{,}28 \quad \nu_0 = 2{,}27,$$

in zweiter (logar.):

$$\varkappa_0 = 5{,}29 \quad \tilde{\omega} = 33{,}48 \quad \nu_0 = 2{,}34,$$

in dritter:

$$\varkappa_0 = 5{,}28 \quad \tilde{\omega} = 33{,}76 \quad \nu_0 = 2{,}41,$$

und für die Phasenunterschiede:

$\varphi =$	60	65	77	80	83^0
$\pi - \delta =$	$26{,}59^0$	$34{,}25^0$	$69{,}87^0$	$86{,}31^0$	$70{,}35^0$
Diff.	0	$-0{,}24^0$	$+0{,}01^0$	$-1{,}12^0$	$+0{,}79^0$.

Man sieht, daß die Differenzen zwischen den beobachteten und den berechneten Phasenunterschieden hier viel größer sind als im Falle des Silbers und des Nickels, was wohl seinen Grund in der kristallinischen Struktur der Spiegeloberfläche hat, da bekanntlich in diesem Falle die optischen Konstanten von dem Einfallswinkel abhängig sind. Aus gleichem Grunde stimmen unsere Zahlen nicht vollständig mit den Drudeschen überein. Drude fand nämlich:

$$\varkappa_0 = 5{,}48, \quad \nu_0 = 2{,}12.$$

Krakau, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 11. November 1912.)

Zur Theorie der Gravitation.

Von Jun Ishiwara.

Die Behandlung der Relativitätstheorie unter Berücksichtigung des Schwerkraftfeldes, mit welcher sich Einstein[1]) und Abraham[2]) be-

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **35**, 898, 1911; **38**, 355, 443, 1059, 1912.

2) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 1, 310 u. 793, 1912; Ann. d. Phys. (4) **38**, 1056; **39**, 444, 1912.

schäftigt haben, scheint einen wohl richtigen Weg nach der Lösung des so geheimnisvollen Gravitationsproblems geöffnet zu haben. Während dort die Einsteinsche Theorie auf einer besonderen Raumzeitauffassung und auf der sogenannten Äquivalenzhypothese begründet ist, konnte Abraham die Differentialgleichungen des Gravitationsfeldes aus einigen plausiblen Grundannahmen mit Hilfe des mechanischen Prinzips entwickeln. Die neuen Theorien der Gravitation sind jedenfalls dadurch zu charakterisieren, daß sie die Grundannahme gemeinsam haben, daß das Gravitationsfeld überhaupt durch die Lichtgeschwindigkeit bestimmt sei.

Bei jeglicher Aufstellung einer physikalischen Theorie soll man die offenbar willkürlichen Voraussetzungen möglichst einschränken. Mehrere bisher vorgeschlagene Gravitationstheorien konnten ja nur deshalb noch nicht als befriedigend angesehen werden, weil sie wegen unserer zu geringen Kenntnisse über die Gravitation so viele Willkürlichkeiten einführen mußten. Wir dürfen uns in der Tat zwar wenigstens die Existenz einer bestimmten Geschwindigkeit für die Fortpflanzung der Störung des Gravitationsfeldes vorstellen, dennoch wissen wir keine weitere Eigenschaft dieser Störung. Soweit keine andere Erscheinung derselben zur Beobachtung kommt, so darf daher der Versuch gegenwärtig als der geeignetste zugestanden werden, die Störung des Gravitationsfeldes als eine longitudinale Welle zu deuten, welche bloß durch ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit zu bestimmen ist.

Es wurde nun einmal als eine kühne Folgerung der Relativitätstheorie geschlossen, daß kein physikalischer Vorgang mit einer Überlichtgeschwindigkeit fortschreiten kann, und folglich, daß die Geschwindigkeit der Störung des Gravitationsfeldes auch höchstens der des Lichtes gleich sei. Ob dieser Schluß noch auf die neue Theorie, wo die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, welche die Grundannahme der bisherigen Relativitätstheorie war, allerdings nicht mehr angenommen wird, übertragen werden kann, bedarf dazu einer weiteren Überlegung. Immerhin scheint die Hypothese der Äquivalenz der beiden genannten Geschwindigkeiten wegen ihrer großen Einfachheit und, weil sie sehr günstig für die elektromagnetische Begründung aller physikalischen Theorien spricht, wohl allgemeine Brauchbarkeit beanspruchen zu dürfen.

Wir postulieren also mit Einstein und Abraham, daß im Raume von konstanter Lichtgeschwindigkeit[1]) ein rein elektromagnetisches Feld herrsche, daß aber durch zeitliche sowie räumliche Änderungen der Lichtgeschwindigkeit gerade dort das Gravitationsfeld erzeugt werde. Dem Gravitationsfelde hat nun Abraham einen nur von der Lichtgeschwindigkeit abhängigen, vierdimensionalen Tensor zugeschrieben, dessen zehn Komponenten die fiktiven Spannungen, die Energiedichte, den Energiestrom und die Impulsdichte ausdrücken. Er hat aber seine Ansätze für den Gravitationstensor an der Spitze ohne weitere Erklärung angenommen, und man ist also dabei namentlich für dessen Beziehung auf den elektromagnetischen Tensor in völliger Unklarheit. Ferner ist zu bedenken, daß der elektromagnetische Zehnertensor schon in seinen Ausdrücken die Lichtgeschwindigkeit enthält. Unter Berücksichtigung der Änderungen derselben müssen also Zusatzglieder in die Gleichungen für den Impuls- und den Energiesatz auftreten, welche zusammengenommen, wie Einstein mit Recht deutet, das Gravitationsfeld darstellen sollen.

Im folgenden möchte ich insofern mich auf die Seite von Abraham stellen, als ich bei der Behandlung einer physikalischen Theorie nicht auf ein metaphysisches Raumzeitproblem eingehen will. Ich möchte einen Versuch auseinandersetzen, die Abrahamschen Ansätze für den Gravitationstensor sowie seine Hypothese der Proportionalität von Schwere und Energie aus den elektromagnetischen Grundgleichungen herzuleiten.

Es möge die Annahme der elektromagnetischen Grundgleichungen folgender Form unseren jetzigen Ausgangspunkt bilden:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{H}) &= \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right) + v\,\frac{\varrho}{\sqrt{c}}, \\ \operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right) &= 0, \\ -\operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{E}) &= \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right), \\ \operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right) &= \frac{\varrho}{\sqrt{c}}, \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

Die Bezeichnungen sind wie gewöhnlich zu verstehen; $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ der elektrische und der magnetische Feldvektor, ϱ die elektrische Ladung, c die Lichtgeschwindigkeit.

Ist c als konstant angenommen, so geht das Gleichungssystem (1) in das bekannte Maxwellsche über. Im folgenden sehen wir aber dagegen c allgemein als eine Funktion von Ort und Zeit an.

[1]) Es möge damit gemeint sein, daß Änderungen der Lichtgeschwindigkeit vernachlässigt werden können.

Die Energiegleichung erhalten wir durch skalare Multiplikation der ersten Gleichung von (1) mit $\sqrt{c}\,\mathfrak{E}$ und der dritten mit $\sqrt{c}\,\mathfrak{H}$, und durch Addition der beiden resultierenden Gleichungen. Sie lautet dann:

$$-\operatorname{div} c\,[\mathfrak{E}\,\mathfrak{H}] = \frac{c}{2}\,\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathfrak{E}^2+\mathfrak{H}^2}{c}\right) + (\mathfrak{E}\,\mathfrak{v})\,\varrho. \quad (2)$$

Für den Ausdruck der auf die Ladung ϱ ausgeübten Kraft $\mathfrak{K}$ setzen wir nach der gewöhnlichen Elektrodynamik:

$$\mathfrak{K} = \varrho\left(\mathfrak{E} + \left[\frac{\mathfrak{v}}{c}, \mathfrak{H}\right]\right). \quad (3)$$

Aus der zweiten und der vierten der Grundgleichungen (1) erkennen wir aber

$$\sqrt{c}\,\mathfrak{E}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right) + \sqrt{c}\,\mathfrak{H}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right) = \mathfrak{E}\,\varrho. \quad (4)$$

Ferner ist nach der ersten und der dritten von (1)

$$\varrho\left[\frac{\mathfrak{v}}{c}, \mathfrak{H}\right] = \left[\operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{H}), \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right] - \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right), \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right]$$
$$= \left[\operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{H}), \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right] - \left[\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}, \operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{E})\right] \quad (5)$$
$$- \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}, \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right].$$

Substitution der beiden Ausdrücke (4) und und (5) in (3) ergibt

$$\mathfrak{K} = \sqrt{c}\,\mathfrak{E}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right) + \sqrt{c}\,\mathfrak{H}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right) +$$
$$+ \left[\operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{H}), \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right] - \left[\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}, \operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{E})\right] \quad (6)$$
$$- \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}, \frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{c}}\right].$$

Es ist nun allgemein:

$$\sqrt{c}\,\mathfrak{E}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right) = \sqrt{c}\,\operatorname{Div}\frac{[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]}{\sqrt{c}} - (\mathfrak{E}\nabla)\,\mathfrak{E}^{1}),$$
$$-\left[\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}, \operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{E})\right] = \frac{1}{\sqrt{c}}\,(\mathfrak{E}\nabla)(\sqrt{c}\,\mathfrak{E})$$
$$- \frac{1}{2c}\nabla(c\,\mathfrak{E}^2).$$

Hieraus können wir folgern:

1) $[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]$ bedeutet das Tensorprodukt aus den beiden eingeschlossenen Vektoren; also ist
$[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]_{j,k} = \mathfrak{E}_j\,\mathfrak{E}_k$. $\quad (j,k = x,y,z)$.
Div bedeutet die Vektordivergenz; also ist
$$\operatorname{Div}_j\frac{[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]}{\sqrt{c}} = \frac{\partial}{\partial x}\frac{[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]_{j,x}}{\sqrt{c}} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]_{j,y}}{\sqrt{c}} +$$
$$+ \frac{\partial}{\partial z}\frac{[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]]_{j,z}}{\sqrt{c}}.$$

$$\sqrt{c}\,\mathfrak{E}\operatorname{div}\left(\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}\right) - \left[\frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{c}}, \operatorname{Curl}(\sqrt{c}\,\mathfrak{E})\right] =$$
$$= \operatorname{Div}[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]] - \frac{1}{2c}\nabla(c\,\mathfrak{E}^2).$$

Die ähnliche Identität, in der der Vektor $\mathfrak{H}$ statt $\mathfrak{E}$ auftritt, wird ohne weiteres hingeschrieben.

Demzufolge reduziert sich aber der Ausdruck (6) von $\mathfrak{K}$ in

$$\mathfrak{K} = \operatorname{Div}\{[[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]] + [[\mathfrak{H},\mathfrak{H}]]\} - \frac{1}{2c}\nabla(c\,\mathfrak{E}^2 + c\,\mathfrak{H}^2)$$
$$- \frac{\partial}{\partial t}\frac{[\mathfrak{E},\mathfrak{H}]}{c}. \quad (7)$$

Wir wollen also jetzt als den Impulssatz und den Energiesatz den beiden Gleichungen (2) und (7) die folgenden Formen zuordnen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K} &= \operatorname{Div}\mathfrak{T} - \frac{\partial\,\mathfrak{g}}{\partial t} + \mathfrak{F}, \\ -\mathfrak{K}_t &= \operatorname{div}\mathfrak{S} + \frac{\partial\,u}{\partial t} + \mathfrak{F}_t, \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

wo gesetzt sind:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{T} &= [[\mathfrak{E},\mathfrak{E}]] + [[\mathfrak{H},\mathfrak{H}]] - \frac{1}{2}\,[[\mathfrak{p},\mathfrak{p}]](\mathfrak{E}^2+\mathfrak{H}^2)^{1}), \\ \frac{\mathfrak{S}}{c} &= c\,\mathfrak{g} = [\mathfrak{E},\mathfrak{H}], \quad u = \frac{1}{2}(\mathfrak{E}^2+\mathfrak{H}^2), \\ \mathfrak{K}_t &= (\mathfrak{E}\,\mathfrak{v})\,\varrho. \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{F} &= -\frac{1}{2c}(\mathfrak{E}^2+\mathfrak{H}^2)\nabla c, \\ \mathfrak{F}_t &= -\frac{1}{2c}(\mathfrak{E}^2+\mathfrak{H}^2)\frac{\partial c}{\partial t}. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Wir erhalten also für die fiktive Spannung $\mathfrak{T}$, den Energiestrom $\mathfrak{S}$, die Impulsdichte $\mathfrak{g}$ und die Energiedichte u genau dieselben Ausdrücke wie in der alten Elektrodynamik[2]). In den beiden Sätzen treten aber die Zusatzglieder $\mathfrak{F}$ und $\mathfrak{F}_t$ auf, welche von den räumlichen bzw. zeitlichen Änderungen von c herrühren.

$\mathfrak{F}$ drückt eine Volumkraft aus, unter welcher wir nun die auf die elektromagnetische Energie wirkende Gravitation verstehen wollen. Unter $-\mathfrak{F}_t$ verstehen wir dann die vom Gravitationsfeld dem elektromagnetischen Felde abgegebene Energie[3]).

1) Es soll $\mathfrak{p}$ denjenigen Vektor bedeuten, dessen Komponenten nach den drei Koordinatenachsen Einheitsvektoren sind; so ist
$[[\mathfrak{p}\,\mathfrak{p}]]_{j,j} = 1$, $[[\mathfrak{p},\mathfrak{p}]]_{j,k} = 0$, $(j,k = x,y,z;\ j \gtrless k)$.

2) Alle elektromagnetischen Größen bewahren dieselben Dimensionen wie im Gaußschen System, worin der Vorzug meiner Ansätze gegenüber den Einsteinschen liegen dürfte.

3) Wir schreiben der Energie des elektromagnetischen Feldes die träge und die schwere Masse zu, aber selbstverständlich der Energie des Gravitationsfeldes keine schwere Masse. $-\mathfrak{F}_t$ drückt also diejenige Energiemenge

Bezeichnet man mit F den Vierervektor, dessen Komponenten $\mathfrak{F}_x$, $\mathfrak{F}_y$, $\mathfrak{F}_z$, $-i\mathfrak{F}_t$ sind[1]), und mit $\diamond$ den symbolischen Vierervektor $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}, \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial t}$, so kann man die beiden Beziehungen von (10) in die eine vierdimensionale Vektorgleichung zusammenfassen:

$$F = -\frac{u}{c}\diamond c. \qquad (10a)$$

Diese Gleichung stimmt mit denen von Abraham[2]) überein, in denen das Gravitationspotential Φ gleich c zu setzen ist. Wir schließen also aus (10a) die von Abraham als Annahme eingeführte wichtige Beziehung, daß die Schwere eines Systems proportional seinem Energieinhalte ist.

Setzen wir mit Abraham für ein ruhendes System

$$u = \mu c; \qquad (11)$$

wo μ eine dem System individuelle, von c unabhängige Konstante ist, so können wir dabei (10a) auch schreiben:

$$F = -\mu \diamond c, \qquad (10b)$$

oder

$$F = -2\mu\sqrt{c}\ \diamond\sqrt{c}. \qquad (10c)$$

Wir denken uns nun einen Vierervektor $F_1\left(\frac{F_x}{\mu}, \frac{F_y}{\mu}, \frac{F_z}{\mu}, -\frac{iF_t}{c^2\mu}\right)$ und bilden dessen vierdimensionale skalare Divergenz folgendermaßen:

$$\operatorname{div}(F_1) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mathfrak{F}_x}{\mu}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mathfrak{F}_y}{\mu}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mathfrak{F}_z}{\mu}\right) - \frac{\partial}{c\,\partial t}\left(\frac{\mathfrak{F}_t}{\mu c^2}\right) = -2(\diamond\sqrt{c})^2 - 2\sqrt{c}\cdot\diamond^2\sqrt{c}. \qquad (12)$$

Hier sind verstanden:

$$\left.\begin{aligned}(\diamond\sqrt{c})^2 &= \left(\frac{\partial\sqrt{c}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\sqrt{c}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\sqrt{c}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{1}{c}\frac{\partial\sqrt{c}}{\partial t}\right)^2,\\ \diamond^2\sqrt{c} &= \frac{\partial^2\sqrt{c}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\sqrt{c}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\sqrt{c}}{\partial z^2} - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial\sqrt{c}}{\partial t}\right).\end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Man sieht, daß die skalare Divergenz der pro Einheit von μ wirkenden Viererkraft F_1 aus zwei Teilen zusammengesetzt ist. Den ersten Anteil wollen wir bis auf einen konstanten Faktor $-\alpha$ gleich der Energie $u^{(1)}$ des Gravitationsfeldes, und den zweiten Anteil ebenso gleich der Energie u des elektromagnetischen Feldes setzen:

$$\left.\begin{aligned}\alpha u^{(1)} &= 2(\diamond\sqrt{c})^2,\\ \alpha u &= 2\sqrt{c}\cdot\diamond^2\sqrt{c}.\end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Die letztere von (14) geht auch wegen (11) über in

$$\frac{\alpha\mu}{2}\sqrt{c} = \diamond^2\sqrt{c}. \qquad (15)$$

Diese Gleichung ist als die Differentialgleichung des Feldes anzusehen, wo die elektromagnetische Energie mit der Dichte u verteilt ist. Für den von der elektromagnetischen Energie leeren Raum muß dagegen gelten:

$$0 = \diamond^2\sqrt{c}, \qquad (15a)$$

welche Gleichung die Wellenfortpflanzung von $\sqrt{c}$ darstellt.

Substituiert man den Ausdruck (15) von $\sqrt{c}$ in die Gleichung (10c), so erhält man:

$$F = -\frac{4}{\alpha}(\diamond^2\sqrt{c})(\diamond\sqrt{c}). \qquad (10d)$$

Diese Gleichung stimmt wieder mit den entsprechenden Gleichungen von Abraham überein. Wie man bei Abraham sieht, kann man die räumliche und die zeitliche Komponente von F in die folgenden Formen bringen:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{F} &= \operatorname{Div}\mathfrak{T}^{(1)} - \frac{\partial\mathfrak{g}^{(1)}}{\partial t},\\ \mathfrak{F}_t &= \operatorname{div}\mathfrak{S}^{(1)} + \frac{\partial u^{(1)}}{\partial t}.\end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

Es ergibt sich dann

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{T}^{(1)} &= \frac{4}{\alpha}\Big|-[[\nabla\sqrt{c},\ \nabla\sqrt{c}]] + \\ &\quad + \frac{1}{2}[[\mathfrak{p},\mathfrak{p}]](\diamond\sqrt{c})^2\Big|,\\ \frac{\mathfrak{S}^{(1)}}{c} = c\,\mathfrak{g}^{(1)} &= -\frac{4}{\alpha}\frac{1}{c}\frac{\partial\sqrt{c}}{\partial t}\cdot\nabla\sqrt{c},\\ u^{(1)} &= \frac{2}{\alpha}(\diamond\sqrt{c})^2.\end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

$\mathfrak{T}^{(1)}$, $\mathfrak{S}^{(1)}$, $\mathfrak{g}^{(1)}$ und $u^{(1)}$ sind daher als die fiktive Spannung, den Energiestrom, die Impulsdichte bzw. die Energiedichte des Gravitationsfeldes aufzufassen, so daß die beiden Gleichungen (16) den Impuls- und den Energiesatz in demselben ausdrücken sollen. Die Ansätze (17) sind bei Abraham nur als vorausgeschickte Annahmen eingeführt.

Der vollkommene Impuls- und Energiesatz (8), mit Rücksicht auf (16), lauten schließlich:

aus, welche als die der Schwerkraft unterworfene Energie zutage tritt.

1) Es ist $i = \sqrt{-1}$.

2) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 796, 1912, Gl. (14) u. (14a).

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K} &= \operatorname{Div}(\mathfrak{T}+\mathfrak{T}^{(1)}) - \frac{\partial}{\partial t}(\mathfrak{g}+\mathfrak{g}^{(1)}),\\ -\mathfrak{K}_t &= \operatorname{div}(\mathfrak{S}+\mathfrak{S}^{(1)}) + \frac{\partial}{\partial t}(u+u^{(1)}). \end{aligned}\right\} \quad (8\,a)$$

Die Bedeutung dieser Gleichungen wird sehr auffallend erscheinen.

Am Schlusse der vorliegenden Note möchte ich besonders bemerken:

I. Sowohl in den elektromagnetischen Grundgleichungen als in den Schwerefeldgleichungen spielt $\sqrt{c}$ eine besondere Rolle.

II. Die Theorie soll noch quantitativ etwa durch astronomische Beobachtungen geprüft werden. Wenn dabei die Kraft $\mathfrak{F}$ auch nicht zur quantitativen Erklärung der Gravitation geeignet wäre, so dürfte man doch wenigstens das Entstehen dieser Kraft zulassen, welches infolge einer räumlichen Änderung von c — was eben physikalisch wahrscheinlich vorstellbar ist — möglich ist.

III. Wie schon gesagt ist, ist die vorliegende Theorie unabhängig von jeder speziellen Raumzeitauffassung, deren Diskussion sich um ein metaphysisches Problem handelt.

Berlin, 24. Oktober 1912.

(Eingegangen am 29. Oktober 1912.)

Über die in der Atmosphäre suspendierten festen radioaktiven Zerfallsprodukte.

Von K. W. Fritz Kohlrausch.

Anläßlich einer Durchsicht der neueren Arbeiten auf luftelektrischem Gebiete fielen mir Unstimmigkeiten auf, von denen ich zwei, die sich auf die Messung der atmosphärischen festen radioaktiven Zerfallsprodukte beziehen, im folgenden näher ausführe.

1. An der zur Berechnung des Absolutgehalts Luft an RaA-Partikeln verwendeten Formel ist eine nicht unwesentliche Korrektur anzubringen. Die diesbezügliche Messung wird bekanntlich so ausgeführt, daß durch einen Röhrenkondensator die atmosphärische Luft mit passender Geschwindigkeit durchgesaugt wird, wobei sich die positiv geladenen Träger von RaA auf der zu entsprechend hohem negativen Potential aufgeladenen Innenelektrode ablagern. Nach Beendigung der Aspiration, die t Sekunden gedauert hat, wird an einem Hilfselektrometer geeigneter Empfindlichkeit der Sättigungsstrom gemessen, den die an der Zentralelektrode haftenden Zerfallsprodukte des Radiums unterhalten können. Ist hierbei das Zerstreuungsgefäß so dimensioniert, daß die Reichweite der α-Strahlung voll ausgenützt wird, so ist, wenn C die Kapazität und dV den sekundlichen Voltverlust, ausgedrückt in statischen Einheiten, bedeutet, der Sättigungsstrom CdV ein Maß für die Aktivität der Innenelektrode, bezogen auf die α-Strahlung. Daraus läßt sich, wenn die sekundliche Fördermenge Φ des Aspirators bekannt ist, und wenn die Versuchsbedingungen so beschaffen sind, daß alle geladenen Zerfallsprodukte im Aspirationsrohr abgefangen werden, der RaA-Gehalt ε der Luft in Sättigungsstromeinheiten berechnen. In dem Buche „Die atmosphärische Elektrizität“ von H. Mache und E. v. Schweidler wird auf S. 159 die bezügliche Formel unter den vereinfachenden Voraussetzungen, daß RaB strahlenlos sei und RaC die gleiche Ionisierungsstärke wie RaA besitzt, angegeben zu

$$\varepsilon' = K'\frac{C\,dV}{\Phi};$$

worin

$$K' = \frac{2\lambda_1\lambda_3}{\lambda_3(1-\varepsilon^{-\lambda_1 t'}) + \lambda_1[1-(a\varepsilon^{-\lambda_1 t'} + b\varepsilon^{-\lambda_2 t'} + c\varepsilon^{-\lambda_3 t'})]};$$

λ_1, λ_2, λ_3 sind die Zerfallskonstanten von RaA, RaB, RaC, und es ist zu setzen:

$$a = \frac{\lambda_2\lambda_3}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_1-\lambda_3)};$$

$$b = \frac{-\lambda_1\lambda_3}{(\lambda_1-\lambda_2)(\lambda_2-\lambda_3)};$$

$$c = \frac{\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1-\lambda_3)(\lambda_2-\lambda_3)}.$$

Diese Formel ist nun, wie folgende kurze Ableitung zeigt, zu korrigieren. Vorausgesetzt sei wieder: Volle Ausnützung der α-Strahlen im Zerstreuungsraum und restloses Abfangen aller den Kondensator passierenden RaA-Teilchen; primär abgelagert werde nur RaA, so daß RaB und RaC erst sekundär auf der Elektrode durch den radioaktiven Zerfall entstehen. (Vgl. die experimentell erhaltenen Abklingungskurven bei K. Kurz und V. F. Hess.) RaB sei strahlenlos, da die durchdringende Strahlung bei dieser Versuchsanordnung nicht in Betracht kommt. Das Ionisierungsvermögen — Zahl der pro α-Partikel erzeugten Ionenpaare — für RaA sei k_1, für RaC . . k_3. Die Aktivität möge unmittelbar nach Beendigung der Aspiration gemessen, oder auf diesen Zeitpunkt extrapoliert $C\cdot dV$ Sättigungsstromeinheiten im stat. Maße betragen. Bezeichnet dann m die Zahl der RaA-Atome, die in der Zeiteinheit auf der Zentralelektrode abgelagert werden, so ist die zu Ende der Aspirationszeit t auf dem Stabe

Tabelle 1.

t	K_t	K_∞/K_t	t	K_t	K_∞/K_t	t	K_t	K_∞/K_t	t	K	K_∞/K_t
2′	22,9	14,8	30′	6,17	54,2	60′	4,65	71,8	140′	3,51	95,1
5′	11,2	29,8	35′	5,80	57,7	70′	4,36	76,7	180′	3,42	97,8
10′	8,13	41,2	40′	5,52	60,5	80′	4,13	81,0	240′	3,30	99,5
15′	7,56	45,4	45′	5,24	63,7	90′	3,94	84,8	300′	(3,34)	(100)
20′	6,96	48,1	50′	5,03	66,2	100′	3,80	88,0	300′	(3,34)	(100)
25′	6,52	51,2	55′	4,83	69,1	120′	3,62	92,3			

befindliche Zahl von RaA-, RaB- und RaC-Atomen gegeben durch[1]):

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{A} &= \frac{m}{\lambda_1}(1-e^{-\lambda_1 t}),\\
\mathfrak{B} &= \frac{m}{\lambda_2}\left[\frac{\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1}(1-e^{-\lambda_1 t}) + \right.\\
&\qquad \left. + \frac{\lambda_1}{\lambda_1-\lambda_2}(1-e^{-\lambda_2 t})\right.,\\
\mathfrak{C} &= \frac{m}{\lambda_3}[a(1-e^{-\lambda_1 t}) + b(1-e^{-\lambda_2 t}) + \\
&\qquad + c(1-e^{-\lambda_3 t})],
\end{aligned}\right| \quad (1)$$

worin a, b und c dieselben Werte haben wie oben. $\lambda_1\mathfrak{A}$, $\lambda_2\mathfrak{B}$ und $\lambda_3\mathfrak{C}$ geben somit die zu Ende der Aspiration in der Zeiteinheit zerfallenden Atomzahlen an, denen, wenn RaB strahlenlos ist, ein Sättigungsstrom I_t entspricht:

$$I_t = C\,dV = (k_1\lambda_1\mathfrak{A} + k_3\lambda_3\mathfrak{C})\,\frac{1}{2}\cdot \quad (2)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ stammt daher, daß die eine Hälfte der Strahlung von der aktivierten Elektrode selbst absorbiert wird, also nicht zur Ionisationswirkung gelangt. Bezeichnet nun v die Zahl der RaA-Partikel in der Volumeinheit Freiluft und ε dieselbe Größe, aber in Sättigungsstromeinheiten gemessen, so ist:

$$m = \Phi v; \quad \varepsilon = k_1\lambda_1 v = \frac{k_1\lambda_1 m}{\Phi}. \quad (3)$$

Dann wird:

$$\varepsilon = K\frac{C\,dV}{\Phi}; \quad K = \frac{2\lambda_1}{(1-e^{-\lambda_1 t})k_1\lambda_1[1-(ae^{-\lambda_1 t}+be^{-\lambda_2 t}+ce^{-\lambda_3 t})]}. \quad (4)$$

Die oben stehende Tabelle 1 enthält den Wert der Versuchskonstanten K für verschiedene Werte der Aspirationsdauer t (in Minuten), wobei als Zahlenwerte benutzt wurden:

$\lambda_1 = 3{,}79\cdot10^{-3}$; $\lambda_2 = 4{,}33\cdot10^{-4}$; $\lambda_3 = 5{,}9\cdot10^{-4}$;

daher

$a = 0{,}0237$; $b = 4{,}25$; $c = 3{,}27$; $k_1 = 1{,}87\cdot10^5$;

$k_3 = 2{,}37\cdot10^5$;

daher

$$k_1/k_1 = 1{,}265^1).$$

$\frac{K_\infty}{K_t} = \frac{3{,}34}{K_t} = \frac{I_t}{I_\infty}$ gibt den in Prozenten des Maximalwertes (für $t=\infty$) ausgedrückten Stromwert, der für einen vorgegebenen Gehalt ε und eine bestimmte Aspirationsdauer t erhalten wird. Um also auf der exponierten Elektrode die Ra-Zerfallsprodukte bis auf 1 Proz. des größten erhältlichen Wertes anzureichern, ist eine Aspirationsdauer von etwa 3—4 Stunden erforderlich.

Mit Hilfe der bekannten Werte für K sind die Resultate verschiedener Beobachter berechnet und die Mittelwerte in Tabelle 2 angegeben. Dabei sind bei den Zahlen in Kolumne 2 und 3 bereits die von V. F. Hess angegebenen Korrektionen angebracht, die bei 2 wegen einer zu großen Windgeschwindigkeit (zu schwaches Feld im Kondensator), bei 3 wegen der Nichtausnützung der α-Reichweite im Untersuchungsgefäß sich als notwendig herausgestellt haben. Die unter (ε) angeführten Zahlen geben die teils nach der früheren Form der Formel (4), teils nach einer anderen Berechnungsart (K. Kurz) gefundenen Werte an. (n) ist die Anzahl der zur Mittelbildung verwendeten Messungen. Um Mißverständnisse zu vermeiden, sei wiederholt, daß ε den in Sättigungsstromeinheiten ausgedrückten Gehalt eines cm³ Freiluft an RaA darstellt.

Tabelle 2.

Autor	Beobachtungsort	(n)	(ε)	ε
H. Gerdien[2])	Göttingen		$12{,}4\cdot10^{-11}$	
K. W. F. Kohlrausch[3])	Gleinstätten i. S.-Steiermark	37	$11{,}0\cdot10^{-11}$	$9{,}3\cdot10^{-11}$
K. Kurz[4])	Gießen	9	$16{,}2\cdot10^{-11}$	$18{,}4\cdot10^{-11}$
V. F. Hess[5])	Donau-Auen bei Wien	110	$1{,}7\cdot10^{-11}$	$3{,}0\cdot10^{-11}$
K. W. F. Kohlrausch[6])	Seeham, Kronland Salzburg	31	$22{,}2\cdot10^{-11}$	$20{,}2\cdot10^{-11}$

1) E. Rutherford, Radioaktivität, Berlin 1907.

1) E. Rutherford und H. Geiger, Proc. Roy. Soc., 1909.

2) H. Gerdien, diese Zeitschr. **6**, 465, 1905 und Gött. Abh. **5**, 5, 1907.

3) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **115**, 1263, 1906.

4) K. Kurz, diese Zeitschr. **9**, 177, 1908.

5) V. F. Hess, Wien. Ber. **119**, 145, 1910 und **119**, 507, 1910.

6) K. W. F. Kohlrausch, Wien. Ber. **119**, 1578, 1910.

Tabelle 3.

	$\varepsilon'' \cdot 10^{11}$	$1{,}75 \cdot \frac{\varepsilon''}{2} \cdot 10^{11}$	I	n	$\frac{1}{s}$	$\frac{1}{s}\varepsilon \cdot 10^{11}$	$3{,}2\,\varepsilon_1 \cdot 10^{11}$	q
	0,72	0,63	0,334	710	1,56	0,98	3,14	1,51
	1,90	1,66	0,362	770	1,61	2,67	8,53	1,78
	3,92	3,43	0,391	832	1,63	5,59	17,8	2,07
	7,37	6,45	0,450	958	1,76	11,38	36,4	2,77
Mittelwert:	3,45	3,03	0,380	810	1,62	4,92	15,8	1,97

Wird von den abnorm tiefen Werten, die V. F. Hess bei seinen Messungen in den Donau-Auen, also über Grundwasser, erhalten hat, abgesehen, so ergibt sich als Mittelwert $\bar{\varepsilon} = 15 \cdot 10^{-11} \frac{\text{st. E.}}{\text{cm}^3}$. Der Wert deckt sich gut mit dem anderweitig direkt beobachteten *Ra*-Emanationsgehalt der Luft[1]), den man im Mittel zu rund $90 \cdot 10^{-18} \frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3}$ annehmen kann. Berücksichtigt man nämlich den Umstand, daß ein Teil der *RaA*-Träger durch Anlagerung an negative Ionen neutralisiert wird und dadurch für die Messung verloren geht, so ist der experimentell gefundene Wert ε mit einem Faktor zu multiplizieren, der nach J. Salpeter[2]) gegeben ist durch:

$$\frac{1}{s} = \frac{\lambda_1 + \alpha n_2}{\lambda_1},$$

worin λ_1 die Zerfallskonstante von *RaA*, n_2 die Zahl der im cm³ Luft enthaltenen negativen Ionen und α den Wiedervereinigungskoeffizienten bedeutet. Setzt man $n_2 = 700$, entsprechend einer mittleren negativen Luftladung $E_- = 3{,}3 \cdot 10^{-7}$ st. E./cm³ und benützt für α den Wert $\alpha = 3 \cdot 10^{-6}$, wobei in beiden Fällen das Elementarquantum zu $4{,}7 \cdot 10^{-10}$ st. E. angenommen wurde, so erhält man $\frac{1}{s} = 1{,}55$, und als korrigierten Wert des mittleren *RaA*-Gehalts $\varepsilon_1 = 1{,}55\,\bar{\varepsilon} = 23 \cdot 10^{-11} \frac{\text{st. E.}}{\text{cm}^3}$. Da die Ionisationswirkung von *RaA* zur Ionisationswirkung einer damit im Gleichgewicht stehenden Emanationsmenge sich verhält wie 1,87 : 1,74[3]), so berechnet sich aus ε_1 der in Sättigungsstromeinheiten ausgedrückte Emanationsgehalt eines cm³ Freiluft zu $21{,}4 \cdot 10^{-11}$ st. E. Nach den neueren Messungen[1]) vermag 1 Curie *Ra*-Emanation einen Sättigungsstrom von $2{,}7 \cdot 10^6$ st. E. zu erhalten, so daß sich aus ε_1 der Emanationsgehalt zu $80 \cdot 10^{-18} \frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3}$ ergibt, in guter Übereinstimmung mit den direkten Beobachtungsresultaten. Man könnte den Zahlenunterschied noch verkleinern, wenn man eine weitere, ebenfalls von J. Salpeter berechnete Korrektion anwendet. Sie bezieht sich auf die durch die Erdfeldwirkung hervorgerufene Verminderung der positiv geladenen *RaA*-Atome und könnte den beobachteten Wert ε um 10—20 Proz. erhöhen. Da aber das zur Berechnung verwendete Zahlenmaterial an verschiedenen Orten gewonnen, daher nicht direkt vergleichbar ist und die obige gute Übereinstimmung als zufällig bezeichnet werden muß, würde dies die Beweiskraft dieser vergleichenden Überlegungen eher herabdrücken als heben.

Nicht uninteressant ist es aber, den von V. F. Hess beobachteten Zusammenhang zwischen dem Gehalt der Atmosphäre an festen und gasförmigen Zerfallsprodukten des Radiums einerseits und dem Ionengehalt andererseits an der Hand des revidierten Zahlenmaterials zu diskutieren. Auf S. 168 der Hessschen Arbeit ist der beobachtete *RaC* + *RaC*-Gehalt ε'' in 4 Größenklassen geordnet und parallel gestellt mit dem gleichzeitig mittels des Ionenzählers beobachteten Ionengehalt $I = \frac{I_+ + I_-}{2}$. Die Zahlen sind in Spalte 1 und 3 der Tabelle 3 wiedergegeben. Um den *RaA*-Gehalt ε' allein zu finden, ist entsprechend der angewendeten Berechnung ε'' zu halbieren; $\frac{\varepsilon''}{2} = \varepsilon'$ gibt mit 1,75 multipliziert den auf die geänderte Formel (4) korrigierten *Ra*-Gehalt ε (Spalte 2). Aus dem bekannten Wert für I sind ($e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$) die Ionenzahlen n und hieraus der Salpetersche Korrektionsfaktor $\frac{1}{s}$ (Spalte 5) berechnet;

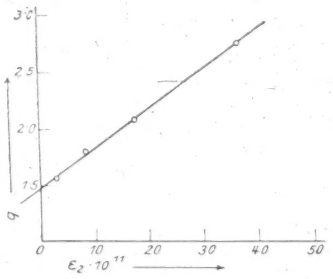
1) A. S. Eve, Phil. Mag. **14**, 724, 1907; **16**, 622, 1908; J. Satterly, Phil. Mag. **16**, 584, 1908; **20**, 1, 1910; **20**, 778, 1910; G. C. Ashman, Sill. Journ. **26**, 119, 1908.

2) J. Salpeter, Wien. Ber. **118**, 1163, 1909; **119**, 105, 1910.

3) E. Rutherford und H. Geiger, l. c.

1) H. Mache und St. Meyer, diese Zeitschr. **13**, 320, 1912; H. Mache und J. Flamm, Wien. Ber. **121**, 227, 1912.

$\varepsilon_1 = \varepsilon_1$ (Spalte 6) dient zur Berechnung von ε_2, d. i. die gesamten im cm³ Luft enthaltenen α-Strahler vom *Ra*-Typus, also $RaA + RaEm + RaC$: $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 \left[1 + \frac{1{,}74}{1{,}87} + \frac{2{,}37}{1{,}87}\right] = 3{,}2\,\varepsilon_1$. Diesem in Spalte 7 eingetragenen Wert sind die nach der bekannten Formel $q = \alpha n^2$ berechneten Ionisierungsstärken, die dem gleichzeitig beobachteten Ionengehalt entsprechen, gegenübergestellt. Trägt man, wie in der Figur, ε_2 als Abszisse, q als Ordinate auf, so erhält man durch



Extrapolation den für $\varepsilon_2 = 0$ gültigen Wert für q zu $q_0 = 1{,}44$. Für den Mittelwert $\varepsilon_2 = 15{,}8$ ergibt sich $q = 1{,}92$. Das heißt: Am Beobachtungsorte werden von den in der Luft enthaltenen Radiumionisatoren im Mittel $q_i = q - q_0 = 0{,}48$ Ionenpaare pro Sekunde und cm³ erzeugt, der Rest der beobachteten Ionisierungsstärke, etwa 70 Proz., entstammt anderen Quellen. Die Tatsache, daß nur ein so geringer Bruchteil der Ionisierungsstärke von den aktiven Substanzen bestritten wird, liegt jedenfalls in dem luftelektrisch abnormalen Klima begründet und findet ihre Erklärung in den kleinen Werten für ε_2 bei mindestens normalem Ionengehalt. Wie sich diese Bilanz für mittlere Verhältnisse gestaltet, zeigt der spätere Überschlag. — Obige direkt beobachtete Ionisierungsstärke von $q_i = 0{,}48$, die aus Parallelbeobachtungen von Ionengehalt und *Ra*-Gehalt der Luft gewonnen wurde, muß sich aber aus den letzteren Beobachtungen allein ebenfalls ergeben, sofern die Meßmethode alle *Ra*-Zerfallsprodukte erkennen läßt. Der in Sättigungsstromeinheiten ausgedrückte Wert für ε_2 erfüllt die Relation $\varepsilon_2 = q_i \cdot c$, woraus der Wert für q_i sich zu 0,33 berechnet. Die Übereinstimmung mit dem geforderten Wert ist genügend gut, wenn man die Unsicherheit der für α benützten Zahl und die Vernachlässigung der früher erwähnten zweiten Salpeterschen Korrektion in Betracht zieht. Ob auch der Thoriumgehalt mit in Korrektion zu bringen wäre, scheint mir fraglich, weil *Ra*- und *Th*-Gehalt der Atmosphäre nicht denselben zeitlichen Gang zu haben brauchen, daher auch die Beziehung von q zu $\varepsilon'(Ra + Th)$ vielleicht anders aussehen würde, als die Figur zeigt, wenn Thor mit gemessen worden wäre.

Berechnet man aus dem mittleren *RaA*-Gehalt, wie er sich aus Tabelle 2, abgesehen von den Hesschen Messungen, ergibt, die Gesamtionisierungsstärke der α-Strahler vom *Ra*-Typus, so ergibt sich analog wie früher

$$q = \frac{23 \cdot 10^{-11} \cdot 3{,}2}{4{,}7 \cdot 10^{-10}} = 1{,}56 \frac{\text{Ionenpaare}}{\text{cm}^3,\ \text{sec}};$$

demnach ein Wert, der vollkommen imstande ist, den Ionenbedarf der unteren Atmosphäre zu decken. Ich möchte daher neuerdings[1]) vor einer Überschätzung der Ionisationswirkung der γ-Strahlung in Freiluft warnen. Da die durchdringende Strahlung stets in geschlossenen Gefäßen gemessen wird und da ferner noch keine unwidersprochenen experimentellen Ergebnisse vorliegen, die uns den Ionisationsanteil der Sekundärstrahlung bestimmen lehren, so sind quantitative Rückschlüsse auf die Primärstrahlung nicht einwandfrei.

2. Ein zweiter Einwand betrifft die Bestimmung des Anteils, den die in der Atmosphäre suspendierten Zerfallsprodukte des Thoriums an der Ionisation der Freiluft haben. Verschiedene Autoren geben nach Beobachtungen mit der sogenannten „Elster-Geitelschen Drahtaktivierung“ den Thoranteil an der Gesamtaktivität eines in Freiluft mehrere Stunden lang exponierten, negativ geladenen Drahtes zwischen 5 und 80 Proz. an. Bezeichnen wir die unmittelbar nach beendeter Exposition gemessene Aktivität mit I, so setzt sich I aus zwei Teilaktivitäten $I_t + I_t'$ zusammen, die den Zerfallsprodukten der Radiumfamilie bzw. des Thoriums zuzuschreiben sind. Entsprechend den Formeln (1) und (2) gilt:

$$I_t = k_1 \lambda_1 \mathfrak{A} + k_3 \lambda_3 C = m f(t),$$
$$I_t' = k_1' \lambda_1' \mathfrak{A}' + k_2' \lambda_2' B' = m' \varphi(t),$$

wenn die „gestrichelten“ Zeichen sich auf Thor beziehen. Würde man nun, etwa in Analogie zu dem von E. Riecke[2]) gerechneten Leitfähigkeitsproblem, annehmen, daß die Fördermenge Φ unabhängig von der Windgeschwindigkeit u der Freiluft wäre[3]), so würde Φ pro-

1) Vgl. H. Mache, Wien. Ber. **119**, 55, 1910.
2) E. Riecke, Beiträge zur Lehre von der Luftelektrizität V., Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1907.
3) Vgl. S. Kinoshita, S. Nishikava, S. Ono, Phil Mag. **22**, 821, 1911.

portional dem Produkt aus Trägerbeweglichkeit μ und Drahtspannung E, also $\Phi = p\mu E$, $\Phi' = p\mu' E$. Dann ließe sich die in der Volumeinheit enthaltene Zahl der verschiedenen geladenen Zerfallsprodukte berechnen zu

$$\varepsilon = \frac{k_1 \lambda_1 m}{p\mu E}, \qquad \varepsilon' = \frac{k_1' \lambda_1' m'}{p\mu' E},$$

woraus sich ergibt:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} = \frac{k_1 \lambda_1 I_t}{k_1' \lambda_1' I_t'} \cdot \frac{\mu' \varphi(t)}{\mu f(t)} = \frac{a}{a'} \frac{\mu'}{\mu}.$$

Man erhielte somit die Blancsche Formel[1]). Nun haben aber F. Harvey[2]) und K. Kurz[3]) experimentell gezeigt, daß $\frac{I_t}{I_t'}$ und damit $\frac{m}{m'}$ eine Funktion der Expositionsspannung ist. Insbesondere K. Kurz hat dies in seiner Habilitationsschrift an einem umfangreichen Beobachtungsmaterial nachgewiesen, hat weiter aus der Änderung dieses Verhältnisses das Verhältnis der spezifischen Geschwindigkeiten zu $\frac{\mu}{\mu'} = 2{,}9$ bestimmt und mit Hilfe dieses Wertes die Beobachtungen anderer Autoren zur Berechnung des Verhältnisses $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon + \varepsilon'}$ verwendet.

Nun scheint es mir aber, daß sich gegen diesen Vorgang, der bisher meines Wissens unwidersprochen geblieben ist, schwere Bedenken erheben lassen. Eine Änderung von $\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$ mit Variation der Spannung E kann ja nach obigen Formeln nur eintreten, wenn die einfachen Annahmen über die Fördermenge nicht zutreffen, bzw. wenn statt ihrer gesetzt werden muß:

$$\Phi = \psi(\mu, u, E); \quad \Phi' = \chi(\mu', u, E),$$

so daß

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} \quad \frac{k_1 \lambda_1 I_t}{k_1' \lambda_1' I_t'} \cdot \frac{\chi(\mu', u, E)\, \varphi(t)}{\psi(\mu, u, E)\, f(t)} = \frac{a}{a'} \frac{\chi(\mu', u, E)}{\psi(\mu, u, E)}.$$

Ist dies aber der Fall, dann kann, selbst wenn $\frac{\mu'}{\mu}$ bekannt ist, $\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$ nicht berechnet werden, wenn nicht auch die Form der Funktionen ψ und χ gegeben ist.

Zum besseren Verständnis der Kurzschen Berechnung sei das auf S. 31 der zitierten Abhandlung gegebene Zahlenbeispiel besprochen. Ein 20 m langer Draht wird senkrecht in Freiluft ausgespannt und eine Zeitlang exponiert. Der Draht ist geerdet und erhält nur durch die Influenzwirkung des Erdfeldes eine von unten nach oben sich steigernde Spannung. Nach der Exposition wird der Draht in zwei Teile geschnitten und jede Hälfte gesondert auf ihre Aktivität untersucht. Durch eine aus der radioaktiven Praxis bekannte Analyse der Abklingungskurven wird die Thoraktivität von der *Ra*-Aktivität getrennt. Das Verhältnis der gefundenen *Ra*-Aktivitäten der unteren zur oberen Drahthälfte sei $a_1 : a_2 = 1 : 7{,}8$; das analoge Verhältnis der Thoraktivitäten sei $a_1' : a_2' = 1 : 2{,}65$. Nun folgert Herr Kurz auf S. 34: „Daraus ergibt sich, daß die Steigerung des Potentialgefälles von der unteren zur oberen Drahthälfte auf die Thor- und Radiummengen im Verhältnis 1 : 2,94 eingewirkt hat; die *Ra*-Teilchen werden 2,94mal so rasch abgeschieden als die Thorteilchen. Das aber bedeutet: in diesem Spezialfall verhielten sich die spezifischen Geschwindigkeiten der Thor- und *Ra*-Teilchen wie 1 : 2,94". Als Mittelwert aus sämtlichen vorliegenden Versuchen erhält man 1 : 2,92.

Es wird demnach das Verhältnis der spezifischen Geschwindigkeiten $\frac{\mu'}{\mu}$ aus Aktivierungszahlen bestimmt, ohne daß die absolute Größe der Spannungen bekannt ist; es wird also die Gültigkeit der Blancschen Formel vorausgesetzt, obwohl diese, eben weil sich $\frac{a}{a'}$ mit der Spannung ändert, nicht gelten kann.

Ferner sollte nach dieser Berechnung gelten: $\frac{a_2}{a_1} : \frac{a_2'}{a_1'} = \mu : \mu'$; dies ist in sich unmöglich, wenn $\frac{\mu'}{\mu} \neq 1$ ist, weil a_1, a_2, a_1', a_2' unabhängig variabel sind und das Verhältnis der Verhältnisse, wenn es überhaupt konstant ist, nur gleich 1 sein kann. Mit einem dritten Beobachtungspaare a_3 und a_3' ließe sich immer $\frac{\mu'}{\mu} = 1$ nachweisen.

Zu demselben Resultat gelangt man durch eine physikalische Überlegung. Sind die *Ra*- und *Th*-Atome in einem Ionisationsgefäß (Röhrenkondensator) gleichmäßig verteilt, so wird bei Steigerung der Spannung die Sättigung für die nach Kurz beweglicheren *Ra*-Atome früher erreicht, als für die Thorteilchen. Im Ohmschen Teil des Stromes wäre $\frac{a_2}{a_1} = \frac{E_2}{E_1} = \frac{a_2'}{a_1'}$; im Sättigungsteil wäre $\frac{a_2}{a_1} = 1 = \frac{a_2'}{a_1'}$; und an Abszissenstellen, wo weder das eine noch das andere für beide Trägerarten zugleich stattfindet, wären die betreffenden Verhältnisse inkonstant. Aus Fig. 10 der Kurzschen Arbeit,

1) G. A. Blanc, diese Zeitschr. **9**, 294, 1908.
2) F. A. Harvey, diese Zeitschr. **10**, 46, 1909.
3) K. Kurz, Habilitationsschrift, 1909, Münchn. Ber., 25. Bd., 1. Abhandlung.

die eine fast lineare Zunahme der Aktivität mit Steigerung der Expositionsspannung zeigt, würde aber folgen, daß bei den betreffenden Versuchen Ohmscher Strom vorhanden war.

In der Verschiedenheit der Trägerbeweglichkeiten allein kann also, solange die Trägerverteilung und das Feld homogen angenommen werden, die Begründung der Abnahme von $\frac{a}{a'}$ mit abnehmender Spannung nicht gelegen sein; vielmehr werden wir nach Ursachen zu suchen haben, die dies einfache physikalische Bild stören und damit seine Konsequenzen ändern. —

Aus dem II. physikalischen Institut der Universität Wien.

(Eingegangen 15. November 1912.)

Das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption.

Von F. Burger u. J. Koenigsberger.

Bezüglich der Entstehung der Bandenspektra hat J. Stark[1]) die Hypothese aufgestellt, daß die Perioden des Bandenspektrums den abtrennbaren Valenzelektronen eigen sind und daß die Bandenlinien bei der Rückkehr der Valenzelektronen in die Bindung an positive Atomsphären emittiert werden.

Der eine von uns[2]) hat eine andere Hypothese geäußert. Da die Bandenspektra, wie z. B. die Erhitzung einer mit Brom gefüllten Quarzkugel in der Flamme zeigt, Temperaturemission aufweisen, so scheint uns eine besondere Erklärung für die Emission nicht nötig; sie muß mit der zusammenfallen, die uns die Emission von kontinuierlich und selektiv absorbierenden Substanzen überhaupt veranschaulicht. Dagegen fehlt noch eine Deutung des Zustandes, in den die Moleküle oder Atome gelangen, damit sie in Bandenspektra absorbieren und emittieren können. Versuche an zahlreichen Substanzen, die seitdem noch ausgedehnt wurden, zeigten uns, daß das Bandenspektrum im sichtbaren Spektrum Molekülen mit reversibler Dissoziation eigen ist und sich von dem Gebiet selektiver kontinuierlicher Absorption des unveränderten Moleküls nach größeren Wellenlängen hin ausdehnt. — Man könnte die Hypothese von J. Stark mit der unsrigen in eine verschmelzen, wenn man annehmen würde, daß bei der Abtrennung oder der Wiedervereinigung der Valenzelektronen[3]) zweier Atome oder Atomgruppen voneinander der Zustand geschaffen wird, der Bandenabsorption und -emission bedingt. Da das Bandenspektrum einerseits recht stark unterhalb von Temperaturen auftritt, bei denen die chemische Dissoziation merklich wird, andererseits aber, wie die Versuche von Evans und von Graham zeigten, aufhört, wenn das Molekül zerfallen ist, muß man im Sinne der obigen Hypothese weiterhin annehmen, daß die Dissoziation sich chemisch noch nicht zu äußern braucht, wenn sie sich optisch bemerklich macht. Es würde also entweder ein Elektron bezw. ein Ion sich von der Valenzstelle kurze Zeit teilweise lostrennen und ungedämpft schwingen können, ohne daß eine vollkommene Trennung der durch das Elektron gebundenen Atome (chemische Dissoziation) oder des Elektrons selbst vom Molekül (Ionisation) stattfindet. Oder es wäre auch möglich, daß das Elektron sich ohne Atom oder mit einem der Atome des Moleküls als Ion auf kurze Zeit ganz loslösen und dann Bandenabsorption besitzen könnte. Darauf würde Wiedervereinigung erfolgen, ohne daß chemische Dissoziation eingetreten wäre. Das Gas müßte dann etwas ionisiert sein. Die folgenden Versuche zeigten, daß die zweite Annahme unhaltbar ist, daß also, wenn man im Rahmen der obigen Hypothese bleiben will, die erste gewählt werden muß.

Die Ionisierung von Gasen und Dämpfen durch ultraviolettes Licht ist von P. Lenard entdeckt und von vielen Forschern studiert worden. Doch ließ sich noch nicht entscheiden, ob sie auf der Absorption des Lichts in den Gebieten von selektiver, von Banden- oder von Linienabsorption[1]) beruht.

Für Jod sind Versuche mit (und wohl auch ohne) Belichtung im sichtbaren Spektrum von R. Whiddington[2]), sowie nach freundlicher schriftlicher Mitteilung von Herrn G. Ribaud in Paris vorgenommen worden und haben ein negatives Ergebnis gehabt. Wir haben trotz der Schwierigkeiten, welche die chemisch sehr aktiven Gase wie Brom und Stickstoffdioxyd, die beide bekanntlich ein Bandenspektrum besitzen, machen, auch diese möglichst genau bei verschiedenen Drucken zwischen 10 mm und 760 mm mit und ohne Belichtung, wobei das Ultraviolett ausgeschaltet wurde, untersucht. Die von E. Rutherford angegebene Methode wurde für die speziellen Zwecke angepaßt. Der Apparat ist in der Figur abgebildet. Der einzige gute Isolator, der von den mit Phosphorpentoxyd sehr

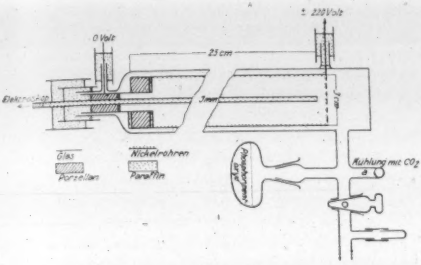
1) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908.

2) K. Kupferer u. J. Koenigsberger, Ann. d. Phys. **37**, 602, 1912.

3) Eine Schwierigkeit für die Erklärung der Bandenspektra durch Elektronen überhaupt würde das Fehlen des Zeemaneffekts (mit Ausnahme weniger Fälle) bieten.

1) Nur bei Quecksilber scheinen die Linien $\lambda = 2536$ und 2346 Ionisation zu geben; vgl. W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909.

2) R. Whiddington, Cambr. Phil. Soc. Proc. **15**, 189, 1909/10.



gut getrockneten[1]) Dämpfen nicht angegriffen wurde, und auf dem sich keine leitende Bromhaut bildet, ist soweit wir fanden, festes Paraffin, das durch Porzellan innen gestützt wurde. Die Isolation war vorzüglich. Bei einer Außenladung von +220 Volt erfolgte erst in 2 Min. eine Aufladung auf 0,1 Volt bei Luft von 760 mm. Die γ-Strahlung von etwas Uranpecherz bewirkte durch Glas- und Nickelröhre hindurch dieselbe Aufladung in 10 Sek. Die Dämpfe wurden ganz luftfrei in dem evakuierten bei a gekühlten Gefäß aus der dort an Phosphorpentoxyd kondensierten Flüssigkeit entwickelt. In Brom war weder ohne noch mit Belichtung durch Bogenlampe irgendeine Ionisation nachweisbar; sie war dagegen sofort mit γ-Strahlung erhältlich. In Stickstoffdioxyd erhielten wir mehrfach geringe, aber deutliche Eigenionisation, die durch Licht nicht vermehrt wurde. Dies schien im Hinblick auf die Versuche von R. von Helmholtz und F. Richarz u. a., die eine Einwirkung von NO_2 auf den Dampfstrahl fanden, und mit Rücksicht auf die neuesten Versuche von F. Haber und G. Just über die Bildung freier Elektronen bei einigen chemischen Prozessen besonders interessant. Es stellte sich aber heraus, daß das zur Bereitung von NO_2 verwendete Bleinitrat ganz schwach radioaktiv war. Aus einem sehr reinen Präparat ließ sich NO_2 gewinnen, das nicht ionisiert war. Eine Lichtwirkung war auch nicht da. Wir kommen also zu dem Schluß, daß diese beiden Bandenspektra aufweisenden Substanzen nicht nachweisbar ionisiert sind oder durch das absorbierte Licht ionisiert werden und die Träger des Bandenspektrums und der Bandenfluoreszenz im sichtbaren Gebiet daher keine freien Ionen oder Elektronen sein können. Reversible chemische Dissoziation ist also nicht mit Ionisation verbunden.

Anhangsweise sei noch die hierdurch gegebene obere Grenze für die Zahl der ionisierten Teile, verglichen mit den nicht ionisierten Molekülen, berechnet. Wir konnten eine Mehraufladung von 0,05 Volt in 2 Min. bei einer Kapazität von 40 ES. wahrnehmen. Wir setzen den für den Nachweis ungünstigsten Fall voraus, daß in den betreffenden mit Licht oder von selbst ionisierten Dämpfen die Ionen so langsam nachgebildet werden, daß sich erst innerhalb 2 Sek. im neutralen, von Ionen befreiten Gas der Gleichgewichtszustand praktisch wieder herstellen würde. Die Wanderungsgeschwindigkeit in solch schweren Gasen, z. B. Cl_2, SO_2, ist nach E. Rutherford etwa 1 cm in 1 Sek. p. 1 Volt. Bei unserer Anordnung mit +220 Volt auf 1,5 cm Elektrodenabstand waren also, wie eine einfache Rechnung ergibt, in viel weniger als 2 Sek. alle Ionen praktisch abgefangen. Eine Ladung von $5 \cdot 10^{-3}$ ES. als Ionen = 20000 Ionen wäre also nachweisbar gewesen. Bei 20^0 und 760 mm würde dies aber, verglichen mit der Zahl der Moleküle, besagen, daß auf 10^{15} Moleküle höchstens ein Ion kommt. Diese Zahl ist weit kleiner als die Zahl der Träger der Bandenabsorption sein kann. Selbst wenn man annimmt, daß nicht nur eine Bande, sondern die Gesamtheit aller Banden von jedem Träger ausgeht, so ergibt sich doch nach angenäherter Schätzung aus den Versuchen über magnetische Drehung der Polarisationsebene in Chlor und Jod von A. Heurung[1]) die Zahl der optischen Träger verglichen mit der der Moleküle von ganz anderer Größenordnung als die obige Maximalzahl der Ionen. Eine genauere Berechnung der Zahl der Träger der Bandenabsorption ist allerdings noch nicht gelungen.

1) Die kondensierte Flüssigkeit wird erst in etwas Phosphorpentoxyd gegossen und dieses in das Gefäß bei a gebracht. Außerdem ist am Rohr ein Trockengefäß mit frischem Phosphorpentoxyd.

1) A. Heurung, Ann. d. Phys. **38**, 153, 1911.

(Eingegangen 5. November 1912.)

Vorgänge bei der Elektrolyse.

Von E. Grimsehl.

(Mit Tafel XXXIV.)

Bei dem Versuche, die Elektrolyse der Schwefelsäure mit möglichst geringer Stromstärke und hoher Spannung vorzunehmen, benutzte ich eine Elektrode, die in Fig. 1 abgebildet ist. Sie besteht aus einer in einer Metallfassung F eingelöteten Platinelektrode, die von einem Glasrohr umschlossen ist. Am vorderen Ende ist die Elektrode mit dem Glasrohr verschmolzen, und das vordere Ende ist möglichst eben abgeschliffen und nachher eben poliert.

Benutzte ich diese Elektrode als Kathode für die Elektrolyse von stark verdünnter Schwefelsäure bei einer Spannung von 110 oder 220 Volt,

Fig. 1.

so zeigte sich unter gewissen Bedingungen die Erscheinung, die in Fig. 2[1]) abgebildet ist, die ich kurz mit dem Namen Spritzphänomen bezeichnen will. Senkrecht zur ebenen Endfläche der Elektrode entsteht ein Strahl feinster Bläschen von Wasserstoff. Es macht den Eindruck, als ob der Wasserstoff direkt aus der Elektrode mit hoher Gewalt herausgespritzt würde. Bei näherer Untersuchung des Spritzphänomens habe ich folgendes feststellen können:

1. Bei Anwendung einer Spannung von 110 Volt trat das Phänomen an der Kathode zuerst auf, wenn die Konzentration der Schwefelsäure 0,01 Proz. betrug. Kehrte ich den Strom um, so daß die Elektrode Anode wurde, so zeigte sich bei dieser Spannung und Konzentration das Phänomen an der Anode nicht. Wenn dagegen die Spannung oder die Konzentration der Schwefelsäure erhöht wurde, so trat das Phänomen auch an der Anode, wenn auch nicht in reinem Zustande, auf. Es ist demnach eine vollständig polare Erscheinung, sobald die Spannung und die Konzentration innerhalb gewisser Grenzen gehalten werden.

Der Beginn des Auftretens des Phänomens hängt von der Konzentration der Säure und der angewandten Spannung ab. Je höher die angewandte Spannung ist, bei um so niederen Konzentrationen und um so reiner tritt das Phänomen auf.

2. Bei gleichbleibender Konzentration wird die Geschwindigkeit, mit der der Gasstrom von der Spritzelektrode senkrecht zur Elektrodenoberfläche austritt, um so größer, je höher die angewandte Spannung ist. Leider konnte ich Messungen der Geschwindigkeit nicht ausführen, jedoch schätze ich, daß die Geschwindigkeit des Gasstroms mit der Spannung annähernd proportional ist.

3. Bei gleichbleibender Konzentration und gleichbleibender Spannung, jedoch bei Veränderung des Querschnitts der Platinelektrode, ist die Stromstärke direkt proportional dem Radius der Elektrode. Hieraus scheint hervorzugehen, daß die Erscheinung lediglich auf die Peripherie der Elektrode beschränkt ist. Bei der Betrachtung des Phänomens mit der Lupe ergibt sich, daß der Gasstrom nur von der Peripherie der Elektrode auszugehen scheint, während die Mitte nahezu frei von Gasblasen bleibt.

4. Die Richtung des Gasstroms ist nur von der Richtung der ebenen Endfläche abhängig; er steht immer auf der Endfläche senkrecht. Wenn man daher diese Fläche nicht der Anode zukehrt, wie es in Fig. 2 angegeben ist, sondern umgekehrt hineinhält, oder wenn sie nach unten oder oben gerichtet ist, so geht der Gasstrahl auch immer senkrecht zur Elektrodenoberfläche.

5. Verwendet man mehrere Spritzelektroden gleichzeitig als parallel geschaltete Kathoden, so geht der Gasstrom von jeder Kathode unabhängig von den andern aus. Hierbei können sich die Gasströme gegenseitig schneiden oder einander sogar direkt gegenübergestellt werden, ohne daß sie sich im geringsten stören.

6. Schaltet man, nachdem die Spritzelektrode einige Minuten lang als Kathode gedient hat, den Strom um, so stellt sich auch jetzt, wenn die Elektrode Anode geworden ist, für ein paar Sekunden das Spritzphänomen ein. Es ist so, als ob hier gewissermaßen eine Trägheitserscheinung eintritt. Jedoch hört das Phänomen nach einigen Sekunden auf, und an der Anode entsteht nur eine Gasentwicklung von langsam aufsteigenden Sauerstoffbläschen, wenn nicht die Spannung bedeutend höher gesteigert wird.

7. Das Potentialgefälle zwischen der Kathode und der Anode findet sich fast nur in der unmittelbaren Nähe der Kathode. Eine in den Zwischenraum zwischen Kathode und Anode angebrachte Sonde, die mit der Kathode oder Anode gleichzeitig an die Klemmen eines empfindlichen Voltmeters gelegt wurde, zeigte schon bei dem Abstande von $^1/_{10}$ mm von der Kathode etwa 95 Proz. des ganzen Potentialgefälles zwischen Kathode und Anode; im übrigen Raume zwischen der Sonde und der Anode nahm das Potentialgefälle nahezu linear mit der Entfernung ab.

Die ganze Erscheinung erinnerte mich an die Vorgänge, die Kathodenstrahlen im Kathodenstrahlenrohr zeigen. Ich vermutete daher, daß auch eine magnetische Ablenkung eintreten würde. Zu dem Zwecke wurde die Elektrolyse in dem in Fig. 2 abgebildeten dünnen planparallelen Gefäß vorgenommen, das zwischen den Polschuhen eines starken Elektromagnets angebracht wurde. In der Tat stellte sich heraus, daß beim Erregen des Elektromagnets eine Ablenkung des austretenden Gasstrahls eintrat, der dem Sinne des Kathodenstrahls ent-

[1]) Die Fig. 2, 3, 4, 5, 6, 8 und 9 befinden sich auf Tafel XXXIV.

sprach. Es verhält sich der von der Spitzelektrode ausgehende Gasstrom wie ein Strom negativer Elektrizität.

Ich ersetzte darauf die Elektrode durch eine Elektrode von der in Fig. 3 gezeichneten Form,

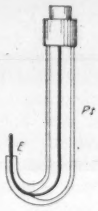


Fig. 3.

bei der der Platindraht aus der Spitze des Glasrohrs einige Millimeter herausragt, brachte diese Elektrode zwischen die Pole des Elektromagnets und nahm nun die Elektrolyse der bestleitenden Schwefelsäure bei gewöhnlicher Spannung von etwa 4 Volt vor. Als Anode wurde eine beliebige Platinelektrode angewandt. Die Elektrolyse wurde in dem planparallelen Gefäße vorgenommen, das zwischen die Polschuhe des Elektromagnets aufgestellt wurde, wie in Fig. 5 abgebildet ist. Die in dieser Fig. 5 dargestellte Erscheinung wird erst weiter unten besprochen werden. Als ich hier die Elektrolyse vornahm und den Strom in den Elektromagnet einschaltete, zeigte sich eine starke Ablenkung des austretenden Gasstrahls. Ich verwandte dann zwei Elektroden von der in Fig. 3 gezeichneten Art und brachte sie in einer Entfernung von etwa 3 mm voneinander zwischen die Pole eines Elektromagnets, schaltete darauf den Strom des Elektromagnets ein, nachdem die Elektrolyse in gewöhnlicher Weise vor sich gegangen war, d. h. so, daß kleine Bläschen von Wasserstoff und Sauerstoff an den Elektrodenenden auftraten. Es ergab sich nun, daß, wenn der Strom nicht eingeschaltet war, die Gasbläschen senkrecht in die Höhe stiegen, so, wie in Fig. 4 durch photographische Aufnahme festgestellt ist. Bei nicht erregtem Elektromagneten stiegen die Gasbläschen senkrecht auf, so, wie die mittleren Strahlen A zeigen. Erregte ich nun den Elektromagnet in dem Sinne, daß die Kraftlinien von vorn nach hinten das elektrolytische Gefäß durchsetzten, so bogen beide aufsteigenden Gasblasenströme nach innen aus, so, wie B zeigt; beim Wechsel der Pole bogen die Gasstrahlen nach außen aus, wie C zeigt. Auch die bei der gewöhnlichen Elektrolyse auftretenden Gasblasen verhalten sich wie ein Strom von positiver oder negativer Elektrizität in unmittelbarer Nähe der Elektroden. Hieraus folgt, daß auch bei der gewöhnlichen Elektrolyse die von den Elektroden aufsteigenden Gasblasen elektrisch geladen sind, und zwar zeigen sie elektrische Ladungen von dem Vorzeichen der Elektrode, an der die Gasblasen entstehen; sie sind an der Kathode negativ, an der Anode positiv geladen. Das Vorzeichen der Ladung ist von der Natur des Elektrolyts unabhängig; es bleibt dasselbe, wenn Schwefelsäure, Salzsäure oder etwa Kalilauge elektrolytisch zerlegt wird.

Wenn die Elektroden einander sehr nahe waren, und wenn das erregte magnetische Feld sehr stark war, so schienen sich sogar die in B gezeichneten Gasblasen kreuzweise zu durchdringen, indem der eine Gasstrom durch den anderen hindurchging.

Ich erregte dann den Elektromagnet durch Wechselstrom, so daß demnach die Kraftlinien abwechselnd von vorn nach hinten und von hinten nach vorn durch den elektrolytischen Apparat hindurchgingen. Die Fig. 5 zeigt das photographisch aufgenommene Bild, wenn sich nur eine Elektrode zwischen den Polschuhen des Elektromagnets befindet. Man kann deutlich erkennen, wie der Gasstrom hin und her pendelt, indem einmal der Sauerstoff, ein andermal der Wasserstoffstrom nach der einen oder anderen Seite entsprechend ihrer Ladung seitlich abgelenkt wird. In Fig. 6 habe ich die Elektrolyse mit Wechselstrom vorgenommen und den Elektromagnet durch Gleichstrom erregt. Auch hier kann man ein deutliches Hin- und Herpendeln des Gasstroms wahrnehmen. Diese Erscheinung veranlaßte mich endlich zu Versuchen, ob man die durch Wechselstrom erzeugten Wasserstoff- und Sauerstoffblasen getrennt auffangen könne, und so verwandte ich einen Apparat, der in Fig. 7 schematisch ab-

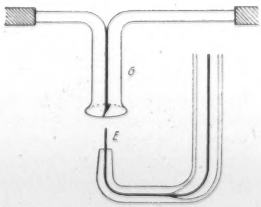


Fig. 7.

gebildet ist. Wir erkennen hier die Elektrode E; oberhalb der Elektrode befindet sich ein Glasrohr mit einer ebenen Scheidewand in der Mitte, das sich nachher oben nach beiden Seiten gabelt. Wenn man bei dieser Anordnung die Elektro-

lyse mit Wechselstrom in einem magnetischen Felde vornimmt, so gelingt es in der Tat, eine Trennung des Wasserstoffs vom Sauerstoff vorzunehmen. Ich halte es nicht für ausgeschlossen, daß bei einem starken magnetischen Felde eine vollständige Trennung beider Gase eintritt; bei meinen Versuchen war die Trennung unvollständig, indem in dem Sauerstoff noch Spuren von Wasserstoff und in dem Wasserstoff Spuren von Sauerstoff vorhanden waren.

Im Anschluß hieran möchte ich noch einen hübschen Demonstrationsversuch angeben, der die Konzentrationsänderung bei der Elektrolyse sichtbar macht. Die photographische Aufnahme Fig. 8 ist nach der Töplerschen Schlierenmethode aufgenommen, und zwar habe ich zuerst die Elektrolyse nach der Schlierenmethode und nachträglich den Hauptteil des Apparates bei gewöhnlicher Belichtung aufgenommen. Das elektrolytische Gefäß ist mit einer konzentrierten Lösung von Zinkchlorid angefüllt, und zwei Platinelektroden stehen in der aus der Figur ersichtlichen Weise in einer Entfernung von etwa 1 cm einander gegenüber. Nachdem die Elektrolyse einige Minuten stattgefunden hat, wobei die in der Figur rechts befindliche Elektrode Kathode und die links befindliche Elektrode Anode ist, hat sich an der rechten Elektrode ein kleines Büschel von Zinkkristallen abgesetzt. Nun wird der Strom ausgeschaltet und der Elektrolyt wird vorsichtig umgerührt, damit Konzentrationsdifferenzen ausgeglichen werden; dann wird der Strom umgeschaltet, so daß jetzt die rechts befindliche Elektrode Anode und die links befindliche Elektrode Kathode wird. Man beobachtet dann die in der Fig. 8 dargestellte Erscheinung. An der Anode löst sich das Zink auf und es bildet sich Zinkchlorid; an der Kathode scheidet sich Zink ab. Die Konzentration nimmt an der Anode zu und ein Strom der konzentrierten Zinkchloridlösung sinkt herunter; an der Kathode steigt die verdünnte Lösung in die Höhe.

Ein anderer hübscher Versuch zur Demonstration der Konzentrationsänderung geschieht mit Hilfe des in Fig. 9 abgebildeten Apparats. Dieser besteht aus einem U-förmig gebogenen Glasrohr, dessen beide Schenkel unmittelbar nebeneinander liegen, und das mit Schwefelsäure von 30 Proz., zum Teil gefüllt ist. In etwa Mitte des Rohrs münden zwei seitliche Ansatzrohre, durch die zwei Platindrähte als Elektroden eingeschmolzen sind. Diese empfangen die Zuführung des elektrischen Stroms durch die oben auf dem Brette angebrachten kleinen Klemmschrauben. Der neben diesem Apparat gezeichnete Glastrog dient nur zur Aufbewahrung und zum Aufstellen des Apparats. Schon wenige Minuten nach Einschalten des Stroms zeigt sich die in der Figur abgebildete Niveaudifferenz, die durch die Konzentrationszunahme im Anodenschenkel hervorgerufen ist.

Nachtrag.

Verwendet man zwei Elektroden von der in Fig. 3 gezeichneten Form, von denen die eine aus einem Platindraht, die andere aus einem Zinkblechstreifen von 1 mm Dicke besteht, der etwa 5 mm aus dem Glasrohr herausragt und in das Glasrohrende mit Siegellack eingekittet ist so entwickelt sich in verdünnter Schwefelsäure an dem Zinkblechstreifen ein Wasserstoffstrom, der vom Elektromagnet nicht abgelenkt wird. Verbindet man dann aber außerhalb des elektrolytischen Gefäßes die beiden Elektroden ohne Einschaltung einer Stromquelle miteinander, so wird der Wasserstoffstrom am Zinkblech sehr schwach, und dieser Rest des Wasserstoffstromes wird so abgelenkt, als ob es ein Strom positiver Elektrizität ist. Gleichzeitig entwickelt sich an der Platinelektrode ein Wasserstoffstrom, der in demselben magnetischen Felde wie ein Strom negativer Elektrizität abgelenkt wird.

Hamburg, Physikalisches Laboratorium der Oberrealschule a. d. Uhlenhorst.

(Eingegangen 5. November 1912.)

Die Righischen leuchtenden Massen bei einer mit Wechselspannung erzeugten Entladung.

Von Lavoro Amaduzzi.

(Mit Tafel XXXV.)

1. Seit einiger Zeit bin ich mit Versuchen über elektrische Entladungen in verdünnten Gasen beschäftigt, wobei ich zur Hervorrufung der Entladung eine Wechselspannung anwende; eine kurze Mitteilung über ein paar vorläufige Ergebnisse brachte ich in einer der Rend. Acc. dei Lincei vorgelegten Arbeit[1]). Hier möchte ich etwas ausführlicher über die erhaltenen Resultate, die Versuchsanordnung und die Gründe berichten, die mich zu der Untersuchung bewogen haben. Mit letzteren will ich beginnen.

Die elektrischen Entladungen sind bisher unter den verschiedensten Umständen untersucht worden, was die benutzten Spannungsdifferenzen und das umgebende Medium betrifft; aber soweit mir bekannt, ist noch keine eingehende systematische Untersuchung mit Verwendung einer passenden Wechselspannung ausgeführt worden. Die von einer oszillatorischen

1) Rend. Acc. Linc. (5a) **21**, 40, 1912.

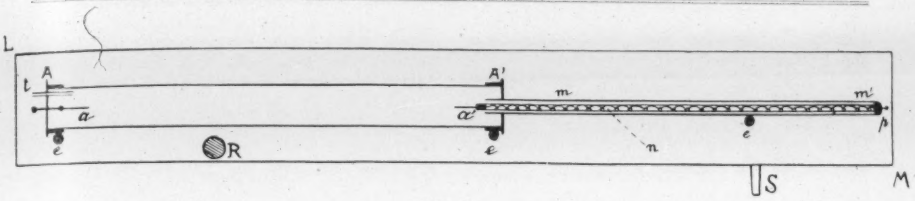


Fig. 1.

Entladung hervorgerufene Spannung ist offenbar hier nicht mitzurechnen, denn auch im günstigsten Falle hat man es dabei mit einem abklingenden Prozesse zu tun, der einen stationären, dem regelmäßigen Polwechsel der Elektroden entsprechenden Zustand nicht zuläßt. Und — es sei erlaubt, hier im voraus zu sagen, was einige Versuche deutlich zu zeigen scheinen — vielleicht ist es richtig, bei den Entladungen im allgemeinen außer von einer nichtleuchtenden Vorperiode von einer veränderlichen Periode zu sprechen, die dem Dauerzustande vorangeht und so wie dieser von Lichterscheinungen begleitet ist.

Eine Wechselspannung führt auf die einfachste Weise eine Periodizität herbei, die bei stetigem Polwechsel der Elektroden einen Dauerzustand eintreten läßt. Und diesen Zustand zu untersuchen, scheint mir wohl lohnend, deshalb habe ich die Arbeit unternommen, und, wie schon gesagt, mit einigem Erfolge.

2. Ich will hier von den Ergebnissen berichten, die ich mit sehr langen und weiten Röhren und einer Gasfüllung von 10 und 15 mm Quecksilber erhielt.

Die benutzten Röhren waren verschieden. Einige waren bei dem gewünschten Druck zugeschmolzen, andere hatten einen Rohransatz mit Hahn und Manometer. Eine, und zwar diejenige, die ich am meisten gebraucht habe, konnte durch ein Rohr mit Hahn an ein Manometer und an eine Luftpumpe angeschlossen werden, und war so eingerichtet, daß die Entfernung zwischen den zwei Elektroden verändert werden konnte. Sie ist in Fig. 1 abgebildet. Sie war zylindrisch, hatte einen Durchmesser von 5 cm und eine Länge von 1,50 m.

An beiden Enden war sie durch Pfropfen luftdicht verschlossen. Durch den Pfropfen A führte ein Röhrchen t, das die Verbindung mit dem Manometer und der Luftpumpe herstellte, durch den Pfropfen A' ein kleiner Teil der 1,50 m langen Röhre mm', die in m' mit einer von dem Platinstift p durchsetzten Glaskappe dicht verschlossen ist. Vor der Zusammensetzung des Apparates war dieser Stift an das Ende einer sehr langen, dünnen Drahtspirale angelötet worden, die im Innern einer zweiten, in der ersten leicht verschiebbaren Glasröhre n angebracht war. Die lange, mit einem Ende an p angelötete Spirale war mit ihrem anderen Ende an einen kleinen, in dem Rohr n steckenden Metallpfropfen angelötet, der einen in das Rohr AA' hineinragenden, als Elektrode dienenden Aluminiumstift trug. Dieser Stift war eingeschraubt und konnte gegen andere Elektroden von verschiedenen Formen vertauscht werden. Dasselbe war bei dem zweiten Stifte a am anderen Ende A der Röhre der Fall, der auch aus Aluminium bestand und als zweite Elektrode diente.

Entladungsrohr nebst Zusatzrohr mm', zusammen etwa 3 m lang, waren an drei Pfosten e aus Ebenholz, die fest in ein langes Brett LM eingelassen waren, so befestigt, daß die Entladungsröhre etwa 14 cm davon abstand. Das Brett LM war um einen dicken, runden, feststehenden, horizontalen Holzpflock R drehbar; durch denselben und durch den kräftigen Träger S wurde es in horizontaler Richtung, aber in seiner Ebene senkrecht gehalten.

Durch Heben oder Senken des Brettendes M konnte man die Röhre n in mm' verschieben und dadurch den gewünschten Abstand der Elektroden a und a' herstellen; war das geschehen, so wurde die Röhre wieder in die normale horizontale Lage zurückgebracht und mit den Beobachtungen fortgefahren. (Aus den mitgeteilten Dimensionen des Apparats ergibt sich, daß die Elektrodenentfernung zwischen 0 und 1,40 m variiert werden konnte.)

Da ich meine Versuche für Drucke zwischen 10 und 15 mm Quecksilber ausführte, so benutzte ich zur Druckmessung immer ein verkürztes Barometer. Die zum Auspumpen verwandte Luftpumpe war eine Ölpumpe mit zwei Zylindern.

Die Spannung lieferte mir die Sekundärwicklung einer Induktionsspule von 50 cm Funkenlänge, deren Primärwicklung ich unter Vorschaltung von Widerständen und variablen Selbstinduktionen mit einem Wechselstrom von 110 Volt und 42 Perioden beschickte.

3. Bei allmählichem Übergang von Atmosphärendruck zu immer geringeren Drucken erhielt ich bei einer Elektrodenentfernung von

1,40 m die folgenden, zum Teil vorauszusehenden Entladungserscheinungen in Luft:

1. Allmähliche Verlängerung eines Büschels an den Elektroden.

2. Ein schwacher, gleichförmiger, rötlicher Schein zwischen den Elektroden und eine violette Aureole an den Elektroden (Fig. 2a).

Fig. 2.

3. Bei ungefähr 14 mm *Hg* Erscheinen von rotvioletten Lichtflecken von ungefähr 15 cm Länge, durch fast ganz dunkle Stellen voneinander getrennt und in einer Reihe zwischen den Elektroden angeordnet (Fig. 2c).

4. Bei ungefähr 10 mm bilden die Flecken, die mit abnehmendem Drucke immer länger geworden und ineinander übergegangen sind, nur mehr eine einzige lange Masse, wie sie in Fig. 2b abgebildet ist.

5. Bei noch stärkerer Druckverminderung zeigen sich weitere Veränderungen, die ich aber noch nicht genau beobachtet habe und auf die ich daher hier nicht weiter eingehen will; es seien hier hauptsächlich die Erscheinungen unter 3. und 4. besprochen.

4. Durch Verwendung verschiedener, mit verschiedenen Gasen gefüllter Röhren und durch Verwendung der Röhre Fig. 1, die eine ziemlich weitgehende Variation der Versuchsbedingung gestattete, bin ich im wesentlichen zu den folgenden Ergebnissen gelangt, was die unter Nr. 3 des vorigen Abschnitts angegebenen Erscheinungen betrifft:

α) Die unter Nr. 3 angegebenen Erscheinungen treten nur in einem engbegrenzten Druckgebiet auf, bei kleinerem oder größerem Drucke verändern sie sich. Der betreffende Druck scheint von verschiedenen Umständen abzuhängen, wie z. B. von der Form der Elektroden, ihrem Abstand, der Gasart.

β) Innerhalb dieses Druckgebiets (zwischen 10 und 15 mm) verringert sich bei Einhaltung aller übrigen Versuchsbedingungen durch Verlängerung die Zahl der Lichtflecken mit dem Drucke, bis sie schließlich, wie unter Nr. 4 angegeben und in Fig. 2b abgebildet, nur mehr eine zusammenhängende Masse bilden.

γ) Bleibt der Druck konstant, so verringert sich die Zahl der Flecken, die bei diesem Drucke eine bestimmte Länge haben, mit Verkleinerung des Elektrodenabstands und wird null, wenn der Abstand kleiner wird als der von den beiden Elektrodenbüscheln und einem Flecken eingenommene Raum.

δ) Eine Vergrößerung der Selbstinduktion im Stromkreis der Primärspule hat eine Verkleinerung der Fleckenzahl zur Folge, bis dieselben schließlich ganz verschwinden und an ihre Stelle lange, von den Elektroden ausgehende Bänder treten. Auch dann, wenn der Elektrodenabstand so klein ist, daß nur die zwei Büschel an den Elektroden selbst auftreten, hat eine Veränderung der Selbstinduktion im Primärkreis einen sehr starken Einfluß.

5. Die einigermaßen merkwürdige Entstehungsart der unter Nr. 3 des dritten Abschnittes beschriebenen Erscheinung legte es gleich nahe, den rotierenden Spiegel bei der Untersuchung zu verwenden, um die Phasen der

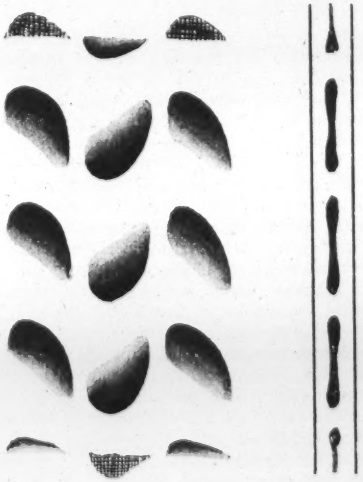


Fig. 3.

Erscheinung zeitlich auseinander zu ziehen, denn wegen der wechselnden Polarität der Elektroden muß auch eine wechselnde Erscheinung vorliegen, die nur durch die Trägheit der Netzhaut zu einem einheitlichen Bilde verschmilzt. Bei einer mäßigen Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels kam sogleich das in Fig. 3 links dargestellte Bild zum Vorschein; die karierten Stellen deuten eine violette Färbung an, Zeichen der negativen Polarität an der entsprechenden Elektrode. Die einfarbig dunklen Stellen bezeichnen dagegen eine rotviolette Färbung, wie sie die hellen Flecken in der Röhre zeigen, nur entsprechend der geringeren Dichte, weniger intensiv.

Die Einwirkung eines genügend starken Magnetfeldes zeigt sich durch Teilung des betroffenen Fleckens in zwei Teile, wie Fig. 4 es darstellt.

Fig. 4.

Das scheint übrigens in Übereinstimmung zu sein mit dem, was der rotierende Spiegel für die Flecken ergab.

Ein ganz ähnliches Ergebnis erhielt man bei Untersuchung der Erscheinung Nr. 4 des dritten Abschnittes, Fig. 5.

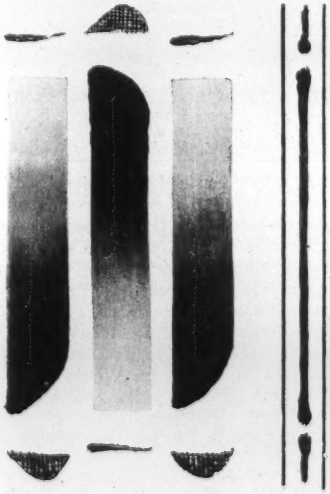


Fig. 5.

6. Ohne vorerst auf die Frage der Ursache einzugehen, kann man doch nicht anders, als die Erscheinung mit dem bekannten Phänomen der beweglichen leuchtenden Massen in Zusammenhang zu bringen, auf die Righi[1]) hingewiesen hat. Es drängt sich sofort der Gedanke auf, daß man es hier mit einer Verschmelzung fürs Auge von einem regelmäßigen System leuchtender Righischer Massen zu tun hat, die abwechselnd von den beiden Elektroden hervorgebracht werden, immer in dem Moment, wo sie als Anode funktionieren.

7. Wenn man in den Primärkreis der Induktionsspule einen elektrolytischen Unterbrecher einsetzt, so zeigen sich Wirkungen, wie sie ähnlich schon bei anderer Gelegenheit[2]) von mir beobachtet worden sind. Die Massen werden an den Enden breiter und in der Mitte enger.

Im rotierenden Spiegel beobachtet, ergeben sie das Bild Fig. 6. Daraus läßt sich schließen,

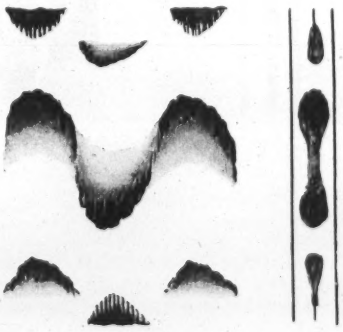


Fig. 6.

daß es sich um komplizierte Systeme Righischer leuchtender Massen handelt, die abwechselnd aus den beiden Elektroden hervorgehen. Das ist in Übereinstimmung mit der Unterbrechung der zwei Phasen des benutzten Wechselstroms.

8. Die Verwendung von Kohlenelektroden hat noch einige andere Resultate geliefert außer den bisher beschriebenen.

Bei abnehmendem Druck erhält man dieselbe Erscheinung der Fleckenbildung und das allmähliche Zusammenlaufen zu einem einzigen Flecken, wie es in Fig. 2b abgebildet ist.

Nur wenn die Entladung lange andauert,

1) Memorie della R. Accademia di Bologna 1891 (Januar und April); 1895 (Mai); Rend. Acc. dei Lincei, 1891 (April).

2) Nuovo Cimento (5) **10**, 386, 1905.

Fig. 7.

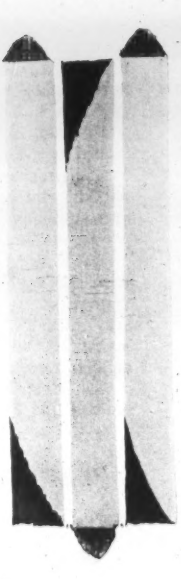


Fig. 8.

Fig. 9.

verbreitet sich ein schwacher Lichtschein zwischen den Elektroden und den Enden des einzigen Fleckens (Fig. 7), und von dort aus geht eine Verwandlung der Leuchtfarbe vor sich: das anfängliche Rot wird allmählich zu Grau. Dann erscheint an den Elektroden eine dünne Lichtzunge (Fig. 8), die sich mit der Dauer der Entladung immer mehr verlängert. Schließlich nimmt sie die ganze Röhre ein, indem sie die leuchtende Hülle absorbiert und ein starkes weißes Licht verbreitet (Fig. 9).

In Fig. 8 ist auch abgebildet, welches Aussehen eine Entladung, bei der die intensiv leuchtende Zunge an beiden Elektroden sich gebildet hat, im rotierenden Spiegel zeigt.

Weitere Untersuchungen dieses Falles müssen entscheiden, ob diese letzte Phase der Entladung zwischen Kohlenelektroden als Lichtbogen im gewöhnlichen Sinne des Wortes aufgefaßt werden kann bei dem Drucke des Mediums, in dem er zustande kam.

In diesem Falle könnten die beschriebenen Beobachtungen zeigen, wie die Entladung allmählich in einen Lichtbogen übergeht.

Dazu berechtigen die vorliegenden Untersuchungen noch nicht.

Aber sie veranlassen neue Versuche, dieses Problem zu lösen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 15. Oktober 1912.)

Das bifilare Kegelpendel (Erdbebeninstrument).

Von C. Mainka[1]).

Dieses Instrument gehört zu jener Gruppe von Seismometern, bei denen die Drehungsachse des aufgehängten Pendelgewichts nahezu senkrecht steht. Zur Geschichte dieses Apparats seien kurz folgende Namen und Jahreszahlen angeführt: Hengler 1832, Perrot 1862, Zoellner 1869—1872, Rood 1875 Einführung von Dämpfung, Chaplin, Gray, Ewing, Milne 1880—1884 und später Omori, v. Rebeur-Paschwitz 1886. Im Winter 1906 begann Verfasser mit dem Bau eines Seismographen, dessen Grundprinzip, soweit es sich um die aufgehängte Pendelmasse handelt, das

1) Nach einem auf der 84. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Münster i. W., Sept. 1912, gehaltenen Vortrag.

Hengler-Zoellnersche, das der bifilaren Aufhängung ist. Als neu trat hinzu die Art und Weise der Hebelanordnung und der Dämpfungsvorrichtung.

Nach einer Reihe von Versuchen, deren Ziel war, die Empfindlichkeit des Instruments möglichst zu erhöhen, dann aber auch eigne Erfahrungen auf diesem Gebiet zu sammeln, ergab sich als schließliches Endprodukt das

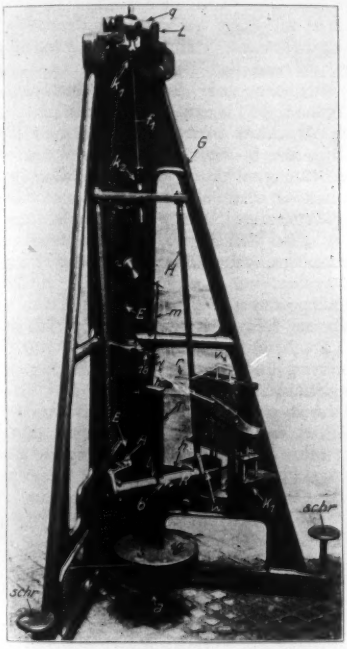


Fig. 1. Die innere Anordnung beim kleinen Modell.

von der Straßburger Firma J. & A. Bosch seit 1908 für den Verkauf übernommene fertige Instrument, das hier in Kürze beschrieben werden soll[1]).

Vier Hauptteile sind bei einem seismometrischen Instrument zu unterscheiden: das Gestell, das Pendelgewicht, die Hebelanordnung mit der Dämpfung und die Registriereinrichtung, auf welche also der Apparat ununterbrochen schreiben soll. Von großer Bedeutung ist auch die gelenkige Verbindung der ersten drei Teile miteinander.

1) Ausführlicher: Bd. V d. Mitteilungen d. Philomath. Gesellschaft in Elsaß-Lothringen. Straßburg 1913.

Das Gestell ist entsprechend dem Pendelgewicht: 135 kg beim kleinen, 450 kg beim mittelgroßen und 2000 kg beim großen Modell für jede Komponente kräftig aus Gußeisen bzw. Profileisen angefertigt, und in den beiden ersten Fällen mit Einstellschrauben für Eigenperiode und seitliche Einstellung versehen.

Das Pendelgewicht ist in den beiden ersten Fällen ein aus Eisenplatten g zusammengesetzter Eisenzylinder. Die Platten g Fig. 1 können mittels des Schlitzes s auf ein Traggestell T gelegt werden und mit Hilfe des viereckigen Bügels H und des Drahtes f_1 an den Kopf des Gestells angehängt werden. Der untere Drehpunkt wird gebildet durch ein Stahlband, dem eine geeignete Form gegeben worden ist und das selbstverständlich auf Zug beansprucht wird, einerseits am Gestell G befestigt, andererseits an dem den Zylinder in horizontaler Richtung tragenden runden Bügel h. Die Fig. 1a u. b

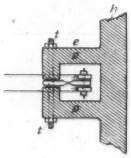


Fig. 1a.

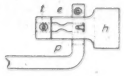


Fig. 1b.

zeigt die spezielle Anordnung in der Aufsicht und Ansicht. Das Stahlband oder die Stahllamelle ist in Fig. 2 gezeichnet; erwähnt sei

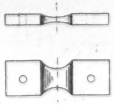


Fig. 2.

noch, daß der Querschnitt an der dünnsten Stelle, die die Drehachse enthalten soll, gerade noch mit einigem Überschuß der horizontalen Zugkomponente des Gewichts g entspricht. Die Lamelle ist sonst so befestigt, daß auch bei den stärksten Stößen hier ein anderer Teil nicht Drehachse sein kann, was bei anderer Anordnung sonst leicht eintreten kann. EE in der Fig. 1 ist eine Arretiervorrichtung für die Aufstellung des Instruments, k_1 und k_2 sind Klemmvorrichtungen für den Draht f_1, beide haben Schraubenspindeln als Fortsätze und gestatten so leicht eine richtige Einstellung des Eisenzylinders.

Da das Instrument für Rußregistrierung eingerichtet werden sollte, mußte, um eben die

Bewegungen des Schwerpunkts oder genauer des Schwingungsmittelpunkts des Pendelkörpers aufzuzeichnen, ein körperliches mehrteiliges, 2 bzw. 3. Hebelsystem mit dem Pendelgewicht gelenkig verbunden werden. Da hierdurch aber neue Momente hinzutreten, die nicht übersehen werden dürfen, ist das Hebelsystem, abweichend von der üblichen Anordnung dieser Instrumentengattung, mit dem Schwerpunkt des Pendelgewichts gekoppelt worden, um nicht hierher gehörende Bewegungen zu vermeiden. Aus diesem Grunde ist als Tragachse des Gewichts ein Gußstahlrohr R verwendet worden, damit der Verbindungsarm w mit dem Schwerpunkt des Gewichts, der in die Mitte von R fällt, verbunden werden kann; am andern Ende ist er mit dem ersten Hebel, dem sogenannten Dämpferhebel, verbunden. Wie die gelenkige Verbindung u. a. erreicht worden ist, zeigt Fig. 3:

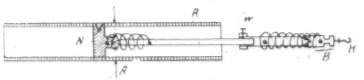


Fig. 3.

Stahlspitze und Achatpfanne werden durch eine Spiralfeder zusammengehalten. An Stelle dieser Gelenkverbindung verwendet jetzt die genannte Firma bei A ein Stahlbandgelenk.

Der Dämpferhebel Fig. 4a u. b besteht aus einer quadratischen 20 cm² dünnen Aluminiumplatte Pl, deren Füße $a\,a$ bei 1 bzw. 2 einen Querarm $B\,D$ tragen. An den Enden dieses Arms sind Stahllamellen L_1 und L_2 von oben beschriebener Form angeschraubt; die Verbindung mit dem Gestell und somit auch mit dem Boden stellen die Messingarme $A\,A$ her, die einerseits mit L_1 bzw. L_2 und andererseits mit dem Boden $b\,b$ des Umhüllungskastens $k\,k\,d\,d$ verschraubt sind. Fig. 1 zeigt ebenfalls die Anordnung, die eine Einstellung des Kastens $k\,k\,d\,d$ ermöglicht. Die Aluminiumplatte Al trägt an ihren Rändern noch etwa 6 cm breite Querbänder, so daß, wie auch Fig. 4b zeigt, der Querschnitt der Platte stets I ist. Die so ausgebildete, möglichst leichte Platte wird von dem Umhüllungskasten, der aus dem Boden bb, Deckel $d\,d$ und den Seitenwänden $k\,k$ besteht, eng, aber ohne jede Berührung umschlossen; die Wände $k\,k$ lassen sich einstellen. Den letzten Abschluß bilden zwei Zinkdeckel W_1 und W_2, die in ihrer Mitte etwa 6 cm weite runde Öffnungen haben, die durch Klappen Kl verschließbar sind. In der Mitte von $B\,D$ ist der gabelförmige Arm g angebracht, um B (Fig. 3) den Teil von w aufzunehmen; eine brückenartige, mit Schlitz versehene Einrichtung q dient zur Aufnahme eines ähnlichen Verbindungsarmes, der zum zweiten Hebel, dem Schreibarm führt. B (Fig. 3) läßt sich in g (Fig. 4a u. b) auf- und abführen und somit die Übersetzung ändern; mit Hilfe von Zug- und Druckschrauben z und s kann der Kasten $b\,b\,k\,k\,d\,d$ so eingestellt werden, daß w mit der Rohrachse zusammenfällt. Für eine mittlere Eigenperiode ist als erstes Übersetzungsverhältnis 1 : 4 bis 1 : 5 zu empfehlen. Der Querschnitt der Lamellen L_1 und L_2 ist so berechnet, daß

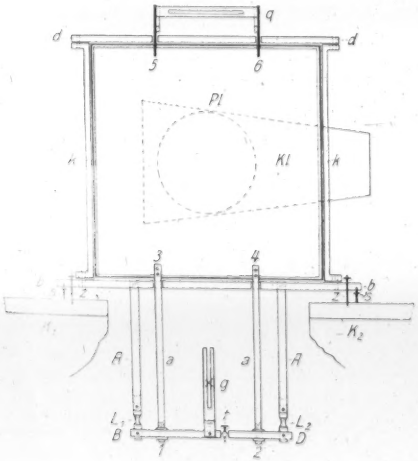


Fig. 1a.

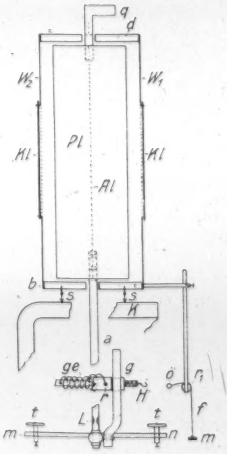


Fig. 4b

die Platte gerade noch senkrecht gehalten wird. Pendelgewicht und Dämpferplatte werden in ihren Mittellagen miteinander gekoppelt.

Der Schreibarm ist in der Fig. 1 anders ausgebildet, als er es jetzt ist, obwohl er in dieser Form eine minimale Reibung zeigt. Für die Registrierung von Fernbeben ist diese Art von Hebel: ein Horizontalpendel mit Spitzen-Fadenaufhängung sehr zu empfehlen; für nähere Beben und starke Fernbeben ist die Gelenkanordnung doch wohl nicht sicher genug. Auch der Verbindungsarm r ist hier anders, nach A. Bosch: ein dünnes, etwas eingebogenes Aluminiumrohr mit Nadelspitzen an seinen Enden, taucht in tiefe Achatpfannen bei v und w. Aus dem angeführten Grunde ist diese Anordnung von Schreibarm und Verbindungsarm trotz Minimum an Reibung verlassen, und zunächst der Arm v—w durch den Arm w (Fig. 3), beiderseits mit Spitzen-Pfannen-Spiralfederverbindung ersetzt. Der seit 1910 angewendete Schreibarm ist ein Hebel mit senkrecht gelagerter Drehungsachse, die aus einem ca. 10 cm langen und 0,3 cm dicken Aluminiumstab besteht, der an seinen Enden 6—8mm lange, 0,3 mm dicke Stahlachsen hat, die in entsprechende Achatlager passen. Diese Achatlager sind in Armen eingelassen, die durch geeignete Träger mit dem Gestell fest, aber einstellbar verbunden sind. Um ein Durchfallen der Drehungsachse zu vermeiden ist sie an einem Seidenfaden aufgehängt und, um eine definierte Drehachse zu erhalten, wird der Aluminiumstab durch Federkraft, Bandfeder und Seidenfaden, der in seiner Mitte angreift, an die Innenseite der Achatpfannen seitlich leicht angedrückt. Senkrecht zum Dreharm befindet sich der mit diesem befestigte etwa 40 cm lange Schreibarm, der an seinem freien Ende die Schreibfeder trägt, und ein kurzer, ca. 3 cm langer gabelförmiger Arm, um den Teil B (Fig. 3) des Verbindungsarms w aufzunehmen. Die gabelförmige Form dieses Arms einerseits und der Schlitz in q Fig. 4 andererseits gestatten auch hier eine einfache Änderung der Übersetzung. Der Schreibarm wird mit dem Dämpferarm in den Mittellagen gekoppelt und muß naturgemäß so leicht wie möglich sein.

Zwei in dieser Weise rechtwinklig zueinander aufgestellte bifilare Kegelpendel bilden eine vollständige Station für die horizontalen Bewegungen. Der Umstand, daß zwei solcher Apparate für gewöhnlich nahe beieinander stehen, bringt es mit sich, daß ein Triebwerk zwei Registriertrommeln treibt, wie Fig. 5 (450-kg-Modell) es zeigt. Die seitliche Verschiebung wird durch eine leichte Führungsrolle, deren Achse schief gegen die der oberen Rolle gehalten wird, er-

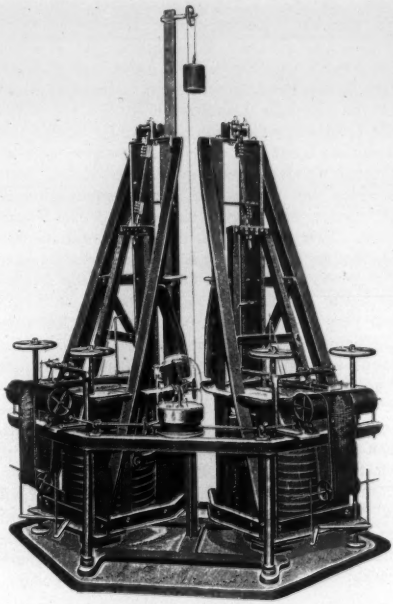


Fig. 5.

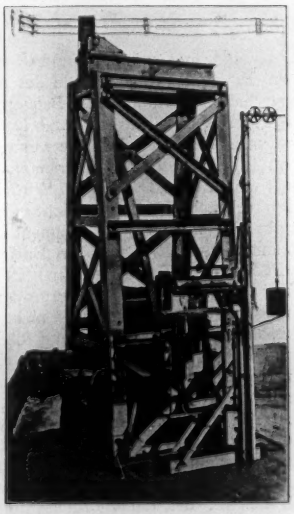


Fig. 6.

zielt. Die Fig. 6 zeigt die andere Anordnung, bei der ein Triebwerk eine Registriertrommel treibt, was für die Genauigkeit der Rotation von Vorteil ist. Fig. 6 stellt das 2000-kg-Modell dar, dessen Pendelgewicht ein viereckiger Eisenkasten, der mit Eisenbarren gefüllt ist, bildet. Die seitlichen sichtbaren Steuerräder dienen zum seitlichen Einstellen des Pendelgewichts und zur Einstellung der Eigenperiode. Das Hebelsystem ist hier ein dreifaches, der Dämpferhebel ist der zweite, er gestattet eine aperiodische Dämpfung. Wiecherts Theorie der automatischen Seismographen gibt die Behandlung der linearen Differentialgleichung 2. Ord. speziell für seismometrische Zwecke. Es ergibt sich aus dieser, daß Vergrößerung für kurze Stöße, die Reibung, Eigenperiode und Dämpfung des Apparats bekannt sein müssen. Für die Bestimmung der erstgenannten Größe V sei auf Fig. 4b hingewiesen. Um V zu erhalten, hänge man die Öse $ö$, an der der Faden f mit dem Gewichtchen m angebunden ist, in den Haken H ein. Der Schwerpunkt des Pendelgewichts wird um a mm aus seiner Nullage abgelenkt, wogegen die Schreibspitze des Schreibhebelarms a mm von der Nullage abweicht. Ist a auf irgendeine Weise (Fernrohrablesung mit Spiegel, mikroskopische Ablesung usw.) bekannt geworden, so ist augenscheinlich $V = \frac{a}{\alpha}$, die gesuchte Größe. Etwas einfacher ergibt sich bei bekanntem Pendelgewicht M, V aus der bekannten Beziehung: $\frac{M}{m} \cdot a = J = V \cdot L$, wo $L = \frac{T_0^2 \cdot g}{4 \cdot \pi^2}$ ist. M, m sind in Gramm, a und L in mm anzugeben, T_0 ist die Eigenperiode des Pendels bei ausgeschalteter Dämpfung. Bequemer ist noch folgender Weg: Senkrecht zu BD ist der Arm mn, mit den beiden in Höhe verstellbaren Tellerchen t angebracht und der einfacheren Rechnung wegen sei $Lt = Lge$. Wird auf t, links oder rechts, das kleine Gewicht m gelegt, dann ergibt sich wie oben V. Namentlich für die Bestimmung von V aus der Entfernung om am Faden über Rollen geführt) ist diese Anordnung bequem. Bei der Vergrößerungsbestimmung ist die Dämpfung nicht ausgeschaltet, dagegen aber bei der nun folgenden Bestimmung der Reibung r. Hier ist einfach der senkrechte Unterschied zweier aufeinanderfolgender Umkehrpunkte gleich $4r$ in mm. Der bekannten Abhängigkeit der Reibung von der Amplitudengröße wurde seit jeher dadurch Rechnung getragen, daß r aus dem Reibungsdiagramm aus Amplituden berechnet wurde, deren Größe mit der der Störungsamplituden nahe übereinstimmte. Wird eine Reibungsbestimmung mit Umhüllungskasten, aber geöffneten Klappen angestellt und ohne Umhüllungskasten, so ergibt sich hieraus auch der Betrag der Restdämpfung für den ersten Fall. Zur Beobachtung des Dämpfungsverhältnisses $\varepsilon : 1$ muß der Dämpferkasten geschlossen sein. Ist l_0 die erste ganze Amplitude und l_1 die zweite, so ist $\frac{l_0 - 2r}{l_1 + 2r} = \varepsilon : 1$, wenn das Verhältnis nicht zu groß ist. Erwähnenswert ist vielleicht noch, daß die Schreibfeder so leicht wie möglich auf dem Registrierpapier aufliegt. Um die Vergrößerung V für periodisch vor sich gehende Bewegungen zu erhalten, muß bekanntlich V mit einem Faktor f multipliziert werden, der vom Dämpfungsverhältnis und vom Verhältnis der Störungsperiode T zur Eigenperiode T_0 des Instruments abhängt. Für einige Werte ε hat Wiechert f für die Werte $T : T_0$ bis $T : T_0 = 2$ loc. cit. gegeben. In nebenstehender Tafel ist der Faktor f, der etwas umgeformt lautet:

$$f = (1 - 2cx + x^2)^{-\frac{1}{2}}, \text{ wo } x = \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 \text{ und}$$

$$c = \frac{1 - 0{,}5372\,(\log \varepsilon)^2}{1 + 0{,}5372\,(\log \varepsilon)^2}$$

ist für die Werte $T : T_0 = 2$ bis $T : T_0 = 4$, die doch öfters gebraucht werden, gegeben.

Bei allen drei Modellen des bifilaren Kegelpendels lassen sich ohne jede Schwierigkeit mittlere Eigenperioden von $8-10^s$ und auch höhere z. B. $18-25^s$ einstellen. Als Vergrößerung bei dem kleinen Modell kommt eine 50- bis 90-, auch 100fache, bei dem mittleren Modell eine 60—180-, auch 200fache, und bei dem großen Modell eine 300- bis etwa 600fache in Betracht. Die Bestimmung der Instrumentalkonstanten muß natürlich mit der nötigen Sorgfalt geschehen, und wenn möglich, täglich. Daß sich dies machen läßt, zeigt die Wartung der bifilaren Kegelpendel in Reykjavik (Leiter des Erdbebenobservatoriums: Haldorsson) und in Spitzbergen (Leiter der Station bis Juni 1912 Dr. Rempp). Wird das bifilare Kegelpendel, dessen Name erklärlich wird, wenn man sich statt der unteren Lamelle A (Fig. 1) einen Draht denkt, wie es auch erst war, richtig aufgestellt und gut bedient, so kann es nach den gemachten Erfahrungen ein photographisch registrierendes Seismometer mit gleicher Empfindlichkeit ersetzen. Von seinem richtigen Arbeiten haben den Verfasser auch Untersuchungen auf einer von ihm konstruierten seismischen Untersuchungsplatte überzeugt. Ein in Riverview bei Sydney aufgestelltes bifilares Kegelpendel zeigte sehr schöne Übereinstimmung mit den Seismogrammen des astatischen Pendel-

Tafel des Faktors $f = (1 - 2cx + x^2)^{-\frac{1}{2}}$.

$\varepsilon : 1$ \ $\frac{T}{T_0}$	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	2,6	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1	3,2	3,3	3,4	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0
1,1	0,333	0,293	0,260	0,236	0,210	0,193	0,174	0,160	0,146	0,136	0,125	0,117	0,108	0,101	0,095	0,090	0,084	0,079	0,074	0,070	0,067
1,5	329	290	258	234	208	191	172	159	145	135	124	116	108	101	094	089	083	078	074	070	066
1,7	325	286	255	231	206	190	171	158	144	134	123	115	107	100	094	089	083	078	074	070	066
2,0	320	283	253	227	205	188	170	156	144	133	122	115	107	100	094	089	083	078	074	070	066
2,5	313	277	249	223	202	185	168	154	142	132	122	114	106	099	093	088	082	077	073	069	066
3,0	305	272	244	220	199	182	166	153	141	131	121	113	106	098	093	087	082	076	073	068	066
3,5	299	267	240	218	197	181	164	153	140	130	121	113	105	098	092	087	081	076	073	068	065
4,0	293	263	236	216	195	179	163	152	139	129	120	112	104	098	092	087	081	076	073	068	065
4,5	289	259	234	214	193	178	162	150	138	128	119	112	104	098	092	087	081	076	073	068	065
5,0	0,285	0,256	0,231	0,210	0,191	0,175	0,161	0,149	0,137	0,127	0,118	0,111	0,103	0,097	0,091	0,086	0,081	0,076	0,072	0,068	0,065
5,5	282	253	229	209	189	173	159	147	136	127	118	111	103	097	091	086	080	076	072	067	064
6,0	278	250	227	208	188	172	158	146	135	126	117	110	102	096	090	085	080	076	072	067	064
6,5	276	248	225	206	187	171	158	145	135	126	117	110	102	096	090	085	080	076	072	067	064
7,0	273	246	223	205	186	170	157	145	134	125	116	109	102	096	090	085	080	076	071	067	064
7,5	271	244	221	203	185	169	156	145	134	125	116	109	101	096	090	085	080	075	071	067	064
8,0	268	242	220	202	184	169	155	144	133	124	115	108	101	095	089	084	079	075	071	067	064
8,5	266	241	219	201	183	168	155	144	133	124	115	108	101	095	089	084	079	075	071	067	064
9,0	265	240	218	200	182	167	154	143	132	124	115	108	101	095	089	084	079	075	071	066	064
9,5	264	238	217	199	181	166	154	143	132	123	114	107	100	094	088	083	079	075	071	066	064
10,0	0,262	0,237	0,216	0,197	0,180	0,165	0,153	0,143	0,132	0,123	0,114	0,107	0,100	0,094	0,088	0,083	0,079	0,075	0,071	0,066	0,064
15,0	251	229	208	192	176	162	148	138	128	120	112	105	098	093	087	082	078	074	070	066	063
20,0	245	223	204	186	172	158	147	137	127	119	111	104	098	092	087	082	077	073	069	066	063
23,0	243	221	202	185	167	155	146	136	127	118	110	103	097	092	086	081	077	073	069	065	062
50,0	231	211	194	179	165	152	142	133	123	116	108	101	095	090	085	080	076	072	068	065	062
100,0	0,224	0,210	0,189	0,173	0,161	0,148	0,139	0,130	0,121	0,114	0,106	0,100	0,094	0,089	0,084	0,079	0,075	0,071	0,067	0,064	0,061
500,0	219	203	185	170	158	146	137	128	119	112	104	099	093	088	083	078	074	070	066	063	060
1000,0	0,212	0,195	0,180	0,166	0,155	0,143	0,134	0,126	0,117	0,110	0,103	0,098	0,092	0,087	0,082	0,077	0,073	0,069	0,066	0,063	0,060

Beispiel: Die Doppelamplitude im Diagrammm $2a = 8$ mm, also in der Seismik a (von der Mittellage zum Umkehrpunkt gemessen) $= 4$ mm $= 4000$ Mikrons; die zugehörige Störungsperiode gezählt vom Umkehrpunkt zum Umkehrpunkt auf derselben Seite der Mittellage $T = 28$ sec. Ferner ist $T_0 = 9{,}1$ sec, $\varepsilon : 1 = 8{,}3 : 1$, $V = 287$. Für $T : T_0 = 2{,}9$ ist $f = 0{,}124$, also $\mathfrak{V} = 35{,}6$. Die wahre Bodenbewegung ist somit $4000 : 35{,}6 = 112\ \mu$.

seismometers (System Wiechert). Rev. Pigott, S. J., der die genannte Station gebaut und eingerichtet hat und ebenfalls in mustergültiger Weise in Gang hält, hat den Verfasser auf diese schöne Übereinstimmung aufmerksam gemacht und bei seiner Anwesenheit in Straßburg einige diesbezügliche Seismogramme gezeigt. Eine solche Übereinstimmung weist auch noch auf die Realität solcher Kurvenaufzeichnungen hin.

Die Aufhängung des Pendelgewichts in der oben gegebenen Form hat sich gut bewährt, und Verfasser hält sie nach seinen Erfahrungen für noch vorteilhafter als die Hengler-Zoellnersche Grundform, wie ausgeführt diese auch immer sein mag. Auch für Beobachtungen der Deformation des Erdkörpers, hervorgerufen durch Sonne und Mond, ist sie wohl bei entsprechenden kleinen Umänderungen, einteiligem Hebelsystem und bei Registrierung auf Ruß anwendbar, ohne fehlerhafte Resultate befürchten zu müssen.

Die einleitend erwähnten Versuche wurden im Observatorium der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung mit freundlicher Erlaubnis des derzeitigen Direktors G. R. R. ord. Prof. Gerland ausgeführt. Zurzeit werden mit freundlicher Genehmigung des jetzigen Direktors G. R. R. Prof. Dr. Hecker Untersuchungen über weitere das Instrument betreffende Spezialfragen angestellt. Beiden Herren spricht Verfasser auch an dieser Stelle seinen Dank aus.

Straßburg i. E. im November 1912.

(Eingegangen 8. November 1912.)

Vergleichsmessungen mit Pyrheliometern.

Von W. Marten.

In der zweiten allgemeinen Sitzung der „Internationalen meteorologischen Direktoren-Konferenz in Innsbruck“[1]) am 11. September 1905 wurde auf Antrag von Pernter folgender Beschluß gefaßt:

„Die Messungen der Gesamtstrahlung der Sonne sollen von den Zentralobservatorien und anderen, welche die Möglichkeit dazu haben, regelmäßig täglich wenigstens um 11^a, beziehungsweise 11^a bis 1^p gemacht werden, und zwar ausschließlich mit dem Kompensationspyrheliometer von Ångström.“

In der Diskussion, die diesem Beschluß voranging, bezeichnete der Antragsteller Pernter das als Standardinstrument vorgeschlagene Kompensationspyrheliometer Ångström als ein „tadelloses und exaktes Instrument, das allen Anforderungen an Genauigkeit entspräche“.

Nur kurze Zeit später, am 28. September 1905, beschäftigte sich auch die „International Union for Cooperation in Solar Research“ auf ihrer Oxforder[1]) Tagung mit derselben Frage und kam nach Schusters Vorschlägen zu folgenden Resolutionen:

1. „In order to secure uniformity, it is desirable, that observations on the intensity of solar radiation in different localities shall be made as far as possible with the same type of instrument.

2. That for the present Ångström's pyrheliometer be adopted as the standard instrument.

3. That it is desirable to obtain accurate comparisons between the records of Ångström's pyrheliometer and other standard instruments“.

Aus dem Wortlaut dieser Resolutionen geht hervor, daß die hier vertretenen wissenschaftlichen Kreise eine definitive Entscheidung in der Instrumentenfrage noch für verfrüht hielten. Es wurde nur eine den praktischen Bedürfnissen entsprechende Vereinbarung getroffen und im übrigen noch Studien, insbesondere Vergleiche zwischen verschiedenen Apparatetypen zur weiteren Klärung der Frage empfohlen.

Die Folgezeit hat bewiesen, daß die Beschlüsse der Oxforder Tagung den Verhältnissen besser gerecht wurden als die Entscheidung der meteorologischen Direktorenkonferenz in Innsbruck.

Nach Ångström[2]) kann man die Intensität der Wärmestrahlung mit dem von ihm konstruierten Kompensationspyrheliometer bis auf 1,9 Proz. genau messen. Hiervon entfallen 1,3 Proz. auf konstante Fehler, die bei der Ausmessung der Apparatkonstanten entstehen können; der Restbetrag von 0,6 ist auf Rechnung der zufälligen Beobachtungsfehler zu setzen. Bei Messungen derselben Strahlungsintensität mit verschiedenen Instrumenten, die durch Bestimmung der Konstanten geeicht waren, wurde der theoretisch abgeleitete Maximalfehler nicht überschritten. Die Vergleichsmessungen anderer Forscher zeigen jedoch kein einheitliches Bild.

1) Bericht über die internationale meteorologische Direktorenkonferenz in Innsbruck. September 1905. S. 18.

1) Transactions of the International Union for Cooperation in Solar Research **1**, 231. Manchester.

2) Knut Ångström, Über absolute Bestimmungen der Wärmestrahlung mit dem elektrischen Kompensationspyrheliometer, nebst einigen Beispielen der Anwendung dieses Instruments. Wied. Ann. **67**, 633 bis 648, 1899; The compensating pyrheliometer. Transactions of the International Union for Cooperation in Solar Research. **1**, 178—180. Manchester.

Chistoni[1]) verglich von Ende Juni 1902 bis ebendahin 1904 öfters die fünf Pyrheliometer Nr. 19, 29, 38, 39 und 39bis. Er fand völlige Übereinstimmung in den von Ångström angegebenen Grenzen, solange die Instrumente intakt waren. Ein ähnliches Resultat erhielt sein Landsmann Teglio[2]) beim Vergleich der fünf Instrumente Nr. 19, 39bis, 51, 57 und 66 im Jahre 1905.

Im Gegensatz zu diesen Ergebnissen wurde der theoretische Fehler von rund 2 Proz. bei den gleichzeitigen Messungen, die Michelson, Savinow und Hansky mit den Apparaten Nr. 48, 78 und 85 in Moskau anstellten, um $1^1/_2$ Proz. übertroffen (siehe Smirnow[3]). Noch ungünstigere Resultate fand Kimball[4]). Seine Vergleichsmessungen beziehen sich auf die neun Instrumente Nr. 28, 31, 34, 41, 90, 28bis, 104, 105 und 122 und auf den langen Zeitraum vom 25. Oktober 1901 bis zum 21. März 1910. Acht von diesen neun Instrumenten waren bei anfänglicher Benutzung in praktischer Übereinstimmung; ihre Abweichungen hielten sich in der Grenze von 1 Proz. Nach längerem Gebrauch, bisweilen erst nach zwei bis drei Jahren, ergaben jedoch einzelne Instrumente mit der Zeit wachsende, bis zu 11 Proz. geringere Werte. Die Ursache für dieses merkwürdige Verhalten glaubte Kimball in einer allmählichen Verschlechterung der Schwärzungsschicht (Platinmohr und Ruß) der Streifen zu erkennen. Außerdem folgert Kimball aus Anschlußmessungen an das neue absolute „Water flow pyrheliometer" des Smithsonian-Institut, daß die Angaben neuer Kompensationspyrheliometer von Ångström um etwa 5 Proz. hinter den wirklich absoluten Werten zurückbleiben.

Die Ansichten über die Güte der Ångströmschen Kompensationspyrheliometer gehen also weit auseinander. Darum dürften neuere Erfahrungen über dieses Instrument nicht ohne Interesse sein.

Seit dem 1. März 1907 hat auch das Meteorologische Observatorium bei Potsdam Messungen der Sonnenstrahlung an jedem Tag mit geeignetem Wetter in sein Arbeitsprogramm aufgenommen. Für diese Arbeiten stand zunächst nur ein Ångströmsches Kompensationspyrheliometer Nr. 74 zur Verfügung, das aber nach brieflichen Mitteilungen von Ångström besonders gut ausgefallen war. Als aber in der Literatur Zweifel an der unbedingten Zuverlässigkeit dieses Instruments laut wurden, sah sich das Observatorium veranlaßt, im Juli 1910 ein zweites Exemplar Nr. 140 zur Kontrolle des regelmäßig gebrauchten Nr. 74 anzuschaffen. Die ersten Vergleichsmessungen zwischen den beiden Instrumenten im September 1910 ergaben eine vorzügliche Übereinstimmung. Daraus ergibt sich für die Potsdamer Messungen der sehr erfreuliche Schluß, daß die Konstanten des seit dem 1. März 1907 regelmäßig benutzten Instruments Nr. 74 sich nicht wesentlich geändert haben können. Um aber die Messungen auf eine möglichst sichere Grundlage zu stellen, wurden die hiesigen Apparate noch an das absolute „Water flow pyrheliometer" vom Smithsonian-Institut angeschlossen. Dieses Instrument ist von Abbot[1]) konstruiert und beschrieben. Es gibt in seiner neuesten Form nach Abbot und Aldrich[2]) nachweisbar absolute Werte, die bis auf 1 Proz. genau sind. Der Anschluß wurde durch ein vom Smithsonian-Institut erworbenes „Silver disk pyrheliometer" vermittelt, einem von Abbot[3]) verbesserten Pyrheliometer vom Pouillet-Tyndall-Typ. Nach den Erfahrungen am Smithsonian-Institut zeichnet sich dieses sekundäre Standardinstrument durch gute Konstanz des Reduktionsfaktors aus. Der nach Potsdam gelieferte Apparat trägt die Bezeichnung S. J. 10. Beim Transport war leider der Quecksilberfaden des Thermometers gerissen, dessen Vereinigung erst nach langen Bemühungen wieder gelang. Dieses Mißgeschick machte es immerhin zweifelhaft, ob die Eichung noch zu Recht bestehen würde. Es traf sich daher sehr glücklich, daß Herr Abbot auf seiner Heimreise von der Sonnenstrahlungsexpedition nach Algier das Observatorium bei Potsdam besuchte und mit seinem Reise-Instrument A. O. P. IX von demselben Typ bereitwilligst eine Nachprüfung der Eichung von S. J. 10 vornahm. Das Ergebnis war durchaus befriedigend, denn es zeigte sich, daß der Reduktionsfaktor sich nicht geändert hatte.

Diese für das Observatorium sehr wertvolle Kontrollmessung von Herrn Abbot gibt die Sicherheit, daß der für die Potsdamer Instru-

1) Ciro Chistoni, Sul pireliometro a compensazione elettrica dell'Ångström. Atti della R. Acc. dei Lincei 14, 340—346 u. 451—456.

2) Emilio Teglio, Contributo allo studio del pireliometro a compensazione elettrica dell'Ångström. Rend. R. Acad. dei Lincei **15**, 214—216.

3) D. Smirnow, Über das Aktinometer Violle-Savélief. Met. Zeitschr. **25**, 299, 1908.

4) H. H. Kimball, Pyrheliometer and polarimeter observations. Bull. of the Mount Weather Obs. **1**, 83 bis 93, 1908; Solar radiation, atmospheric absorption, and sky polarization, at Washington **3**, 69—126, 1910.

1) Annals of the astrophysical obervatory of the Smithsonian Institution **2**, 39. Washington 1908.

2) C. G. Abbot and L. B. Aldrich, The pyrheliometric scale. Astrophysical Journal **33**, 125—129, 1911.

3) C. G. Abbot, The silver disk pyrheliometer. Smithsonian Miscellaneous Collections **56**, Nr. 19. Washington 1911.

mente erstrebte Anschluß an die absolute pyrheliometrische Skala des Smithsonian-Instituts noch einwandfrei erreicht ist. Neben unseren eigenen Instrumenten konnten noch zwei weitere Kompensationspyrheliometer angeschlossen werden, die uns zu diesem Zweck überlassen wurden. Alle auf diese Apparate bezüglichen Angaben sind in folgender Zusammenstellung enthalten. Für die Konstanten ist die Ångströmsche Bezeichnungsweise gewählt (Wied. Ann. **67**, 1899); es bedeutet r den Widerstand, b die Breite, a das Absorptionsvermögen der Längeneinheit der Streifen und k die Pyrheliometerkonstante.

Instrument	Konstanten				Bemerkungen
	r (Ohm)	b	a	k	
Nr. 74	0,2148	0,2015	0,98	15,70	Angeschafft im Juni 1906. Seit 1. 3. 1907 in ständigem Gebrauch.
„ 140	0,2116	0,2044	0,98	15,12	Angeschafft im Juli 1910. Meßstreifen zerstört am 8. 11. 1911.
„ 140 bis	0,1975	0,2055	0,98	14,04	Nach Einziehung neuer Meßstreifen im Februar 1912 wieder in Benutzung genommen.
„ 150	0,2138	0,2006	0,98	15,57	Vom Meteorologischen Institut in Berlin zur Vergleichung überwiesen.
„ 128	—	—	0,98	15,11	Von Herrn Dr. Dorno zur Vergleichung überlassen. Das Instrument ist vom Besitzer zur Messung der Sonnenstrahlung in Davos in der Schweiz von Mai 1909 bis November 1910 benutzt worden.

Für die Vergleichsmessungen erwies sich nachstehendes Beobachtungsschema am zweckmäßigsten.

Als Beispiel diene die Messung vom 18. Dezember 1911.

Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
Instrument	S. I. 10	A 74	S. I. 10	S. I. 10	A 74	S. I. 10	S. I. 10	A 74
Beschaffung	besch.	links	besch.	exp.	rechts	exp.	besch.	links
Zeit	0^{45} p 20	0^{46} p 0	0^{47} p 0	0^{47} p 20	0^{48} p 0	0^{49} p 0	0^{49} p 20	0^{50} p 0
Ablesung	13.62"	78.7	13.01"	13.35"	78.3	15.07"	14.93"	78.5

Nr.	9	10	11	12	13	14	15
Instrument	S. I. 10	S. I. 10	A 74	S. I. 10	S. I. 10	A 74	S. I. 10
Beschaffung	besch.	exp.	rechts	exp.	besch.	links	besch.
Zeit	0^{51} p 0	0^{51} p 20	0^{52} p 0	0^{53} p 0	0^{53} p 20	0^{54} p 0	0^{55} p 0
Ablesung	14.05"	14.33"	78.3	15.82"	15.63"	77.8	14.59"

Lufttemperatur 13°, ⊙ wolkenfrei; Himmel weißlichblau.

Die Berechnung der Strahlungswerte aus den Ablesungen von S. I. 10 geschah nach den von Abbot angegebenen Vorschriften. Jeder Beobachtungssatz gibt zwei Intensitätswerte (auf die Zeiteinheit reduzierte Integrale über die Expositionszeit), die der Zeitmitte der Exposition zugeschrieben werden, in unserm Beispiel 0^{48} p und 0^{52} p. Die entsprechenden Werte für Ångström 74 ermittelte ich aus drei Momentwerten, indem ich nach obigem Beispiel die Ablesungen nach der Formel $[0^{46}\text{p} + 2(0^{48}\text{p}) + 0^{50}\text{p}] : 4$ und $[0^{50}\text{p} + 2(0^{52}\text{p}) + 0^{54}\text{p}] : 4$ zusammenfaßte und sie ebenfalls auf die Zeitmitte bezog. Die so erhaltenen Vergleichswerte sind zwar nicht streng vergleichbar; wählt man aber Beobachtungstage mit nur günstigem Wetter aus, so können Fehler von praktischer Bedeutung nicht entstehen. Die Meßergebnisse sind für alle fünf Kompensationspyrheliometer getrennt und bezogen auf S. I. 10 in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Die Zahlenwerte geben das Verhältnis $\frac{\text{S. I. 10}}{\text{Ångström}}$. Die einzelnen Beobachtungen habe ich nach ihrer Güte mit verschiedenem Gewicht bewertet. Mußte ein Beobachtungssatz wegen irgendwelcher Störungen abgebrochen werden, so daß nur ein Einzelwert berechnet werden konnte, so erhielt dieser Wert das Gewicht 1.

S. I. 10
A. 74

Datum	Zeit	Reduktionsfaktor	Gewicht	Datum	Zeit	Reduktionsfaktor	Gewicht	Datum	Zeit	Reduktionsfaktor	Gewicht
1911 Oktober 19	9^{27}a	1,042	2	1911 November 6	9^{23}a	1,060	1	1912 April 3	10^{46}a	0,042	2
„ 19	10^{3}a	1,042	4	„ 6	9^{41}a	1,045	2	„ 3	1^{53}p	1,046	4
„ 19	10^{27}a	1,044	4	„ 8	11^{37}a	1,045	2	„ 3	2^{24}p	1,054	2
„ 19	10^{54}a	1,041	4	„ 8	0^{7}p	1,035	2	„ 3	2^{40}p	1,035	2
„ 19	11^{24}a	1,047	2	„ 8	1^{7}p	1,054	2	„ 13	0^{19}p	1,043	2
„ 19	11^{43}a	1,044	4	Dezember 18	0^{36}p	1,049	4	„ 18	10^{39}a	1,032	2
„ 19	0^{0}p	1,042	2	„ 18	0^{50}p	1,042	4	„ 18	10^{52}a	1,056	2
„ 19	0^{38}p	1,044	4	1912 Februar 8	1^{50}p	1,037	4	„ 22	9^{41}a	1,047	2
November 1	10^{44}a	1,048	2	März 13	9^{38}a	1,043	2	„ 22	10^{5}a	1,042	2
„ 1	11^{22}a	1,044	1	April 3	10^{30}a	1,040	4				2

Mittelwert = 1,044; Mittlerer Fehler einer einzelnen Messung = ∓ 0,008. Mittlerer Fehler des Mittelwerts ∓ 0,0009.

S. I. 10
A. 140

1911 November 6	10^{15}a	1,048	2	1911 November 6	10^{36}a	1,035	2				

Mittelwert = 1,042.

S. I. 10
A. 140 bis

1912 April 3	11^{0}a	1,051	4	1912 April 24	8^{18}a	1,050	2	1912 April 24	10^{27}a	1,042	1
„ 3	11^{19}a	1,056	4	„ 24	8^{47}a	1,058	2	„ 24	10^{49}a	1,060	2
„ 3	1^{35}p	1,044	4	„ 24	9^{33}a	1,059	2	„ 24	11^{10}a	1,047	2
„ 18	11^{40}a	1,054	2	„ 24	10^{8}a	1,047	1	Mai 2	9^{44}a	1,059	4

Mittelwert = 1,053; Mittlerer Fehler einer einzelnen Messung = ∓ 0,010. Mittlerer Fehler des Mittelwerts ∓ 0,0018.

S. I. 10
A. 150

1912 Februar 8	10^{34}a	1,036	2	1912 April 3	0^{6}p	1,044	4	1912 April 18	0^{4}p	1,036	1
„ 8	1^{25}p	1,032	4	„ 3	0^{43}p	1,046	4	„ 18	0^{46}p	1,036	2
März 21	0^{18}p	1,032	2	„ 3	1^{9}p	1,038	4	„ 24	0^{49}p	1,047	2
April 3	11^{43}a	1,033	4	„ 13	9^{31}a	1,041	2	Mai 2	10^{3}a	1,043	4

Mittelwert = 1,039; Mittlerer Fehler einer einzelnen Messung = ∓ 0,010. Mittlerer Fehler des Mittelwerts ∓ 0,0017.

S. I. 10
A. 128

1912 Februar 8	0^{51}p	1,030	2	1912 März 13	11^{12}a	1,034	2	1912 März 13	0^{33}p	1,031	2
März 13	9^{33}a	1,043	2	„ 13	11^{37}a	1,035	2	„ 13	0^{52}p	1,032	2
„ 13	10^{12}a	1,034	2	„ 13	11^{54}a	1,028	2	„ 13	1^{13}p	1,037	2
„ 13	10^{42}a	1,033	2	„ 13	0^{16}p	1,039	2	„ 13	1^{30}p	1,042	2

Mittelwert = 1,035; Mittlerer Fehler einer einfachen Messung = ∓ 0,005. Mittlerer Fehler des Mittelwerts ∓ 0,0010.

Die beiden Werte eines vollständigen Satzes wurden gemittelt und mit dem Gewicht 2 eingestellt. Außerdem erteilte ich noch allen Beobachtungen bei besonders günstiger Witterung das doppelte Gewicht von denen, die an Tagen mit weniger gutem Wetter gewonnen waren.

Aus den Meßergebnissen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die fünf verglichenen Ångströmschen Kompensationspyrheliometer Nr. 74, 140, 140 bis 150 und 128, sämtlich von neuester Ausführung, stimmen in ihren Angaben bis auf rund 2 Proz. überein, geben aber um 3,5 bis 5,3 Proz. niedrigere Werte als das (nachweisbar) absolute „Water flow pyrheliometer" der Smithsonian-Institution.

2. Eine mit der Zeit wachsende Verringerung der Angaben, die Kimball am Mount Weather Observatory bei einer größeren Anzahl von Kompensationspyrheliometern festgestellt hat, hat sich bei den hier verglichenen Instrumenten nicht gezeigt. Auch bei Nr. 74, das seit mehr als fünf Jahren im ständigen Gebrauch ist, ist eine Änderung von praktischer Bedeutung nicht wahrzunehmen.

Bis vor ganz kurzer Zeit fehlte es an einer

ausreichenden Erklärung für das Zurückbleiben der Angaben Ångströmscher Kompensationspyrheliometer hinter wirklich absoluten Werten. Neuerdings haben aber Paschen[1]) und sein Schüler Gerlach[2]) einen prinzipiellen Fehler dieser Meßmethode aufgedeckt. Nach ihnen muß der Strahlungswert zu gering ausfallen, wenn der dünne elektrisch erwärmte Meßstreifen nicht von ganz gleichmäßiger Dicke ist.

Nach den hiesigen Erfahrungen ist das Kompensationspyrheliometer von Ångström in der Hand eines physikalisch geschulten Beobachters ein durchaus zuverlässiges Meßinstrument, das allen Anforderungen an Genauigkeit entspricht. Wegen seiner guten Eigenschaften verdient es vor allen anderen Pyrheliometern den Vorzug und ist zur allgemeinen Einführung wohl geeignet. Nur muß man in Zukunft wünschen, ja sogar fordern, daß die Verfertiger mit Hilfe eines brauchbaren Standardinstruments jedes neue Instrument absolut eichen.

Wegen der von Kimball gefundenen Alterungserscheinungen wird sich einstweilen eine schärfere Überwachung empfehlen. Da das Instrument doch keine absoluten Werte gibt, so verzichtet man am besten ganz auf die sehr veränderungsfähige Überrußung der Meßstreifen und begnügt sich mit der stabileren Schwärzung durch Platinschwarz.

1) F. Paschen, Über die absolute Messung einer Strahlung (Kritisches). Ann. d. Phys. **38**, 30–42, 1912.
2) Walther Gerlach, Eine Methode zur Bestimmung der Strahlung in absolutem Maß und die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. Ann. d. Phys. **38**, 1–29, 1912.

(Eingegangen 7. November 1912.)

Die Schwankungen des elektrischen Leitvermögens der Atmosphäre und des vertikalen Leitungsstroms in Potsdam[1]).

Von K. Kähler.

Seit dem Frühjahr 1909 wird am Meteorologischen Observatorium Potsdam neben dem Potentialgefälle und der Niederschlagselektrizität das Leitvermögen der Atmosphäre registriert nach einer Methode, die im wesentlichen eine Kombination der Lüdelingschen Zerstreuungsregistrierung[2]) mit der absoluten Scheringschen Anordnung[3]) darstellt. Als Zerstreuungskörper dienen zwei etwa 20 m lange, 0,1 dicke geschwärzte Kupferdrähte, die mit der Nadel je eines Benndorf-Elektrometers in Verbindung stehen. Die Drähte sind zwischen Hartgummi-Isolatoren innerhalb eines langen Ganges ausgespannt. Die vier Isolatoren, von denen zwei sich im Innern des Registrierhauses befinden, sind so in Holz eingebaut, daß die Außenluft nur auf Umwegen und an einem Trockenmittel vorbei an den Hartgummi gelangen kann. Während des ersten Registrierjahres war nur ein positiv geladener Draht in Tätigkeit, der sich $1^1/_2$ m über dem Grasboden der Observatoriumswiese befand. Der 1910 eingerichtete zweite, negativ geladene Draht ist $^1/_2$ m über dem Boden in demselben Gang ausgespannt, der die Leitung des anderen trägt. Beide Zerstreuungsdrähte, von denen also der eine 1 m über dem anderen liegt, sind in $^1/_2$ m Entfernung von geschwärztem geerdetem Drahtnetz umgeben. Diese Anordnung der beiden Drahtleitungen übereinander hat den Nachteil, daß an beiden nicht die gleichen Verhältnisse herrschen. Doch gewährt sie wiederum den Vorteil, die Änderung des Leitvermögens λ am Erdboden mit der Höhe zu geben, so daß man den Bodeneinfluß auf λ ermitteln kann.

Die Drähte werden 6 mal in der Stunde von der einen Elektrometeruhr kurz nacheinander, der eine auf +, der zweite auf — 220 Volt aufgeladen. Der Abfall der Spannung während der 10 Minuten, wo die Ladung sich selbst überlassen bleibt, wird von den Benndorf-Elektrometern registriert. Die Isolation war fast dauernd gut. Die einzigen Störungen, die in allerdings oft unangenehmer Weise sich bemerkbar machen, werden von Spinnen verursacht, die ihre Gewebe zwischen Zerstreuungsdraht und Netz ziehen. Dadurch, daß diese Fäden feucht werden, geht ein großer Teil der Sommer- und Herbstnächte für die Registrierung verloren. Vor allem in den Sommermonaten 1909 und 1910 waren diese Störungen recht häufig, während sie im heißen Sommer 1911 seltener auftraten. In vielen Fällen, wo uns in der Registrierung abnorme Werte der λ oder des q auffielen, haben wir uns durch Abwischen der Drähte oder durch Verbrennen der Spinnfäden davon überzeugt, daß die registrierten Werte reell waren.

In der ersten Mitteilung sind die Registrierergebnisse des λ_- vom 1. Mai 1909 bis 1. Mai 1910, in der zweiten des λ_- und λ_+ vom 1. Oktober 1910 bis 1. Oktober 1911 im Zusammenhang mit gleichzeitigen Potentialgefälle-Registrierungen besprochen worden.

Der tägliche Gang der Elemente wurde nur aus ausgesuchten, sogenannten normalen Tagen

1) Auszug aus: Registrierungen des elektrischen Leitvermögens der Atmosphäre mit dem Benndorf-Elektrometer. (Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1909) und: Die Schwankungen des luftelektrischen Leitvermögens und des vertikalen Leitungsstroms am Erdboden. (Ergebnisse d. M. B. i. P. im Jahre 1911.)
2) G. Lüdeling, diese Zeitschr. **5**, 447, 1904.
3) H. Schering, Göttinger Nachrichten 1908, S. 201.

gebildet, die im wesentlichen die heiteren, die Zirrus- und Kumulustage umfassen. Meistens wurden, um Zeit zu sparen, von den $^1/_6$-Stundenwerten der Kurven nur der 1. und 4. ausgemessen und aus ihnen das Stundenmittel abgeleitet. Im allgemeinen wird dieses Mittel vom Mittel der 6 registrierten Werte nicht allzu sehr abweichen. Bei der Berechnung der λ-Zahlen aus den registrierten Anfangs- und Endspannungen ist von großem Einfluß die Kapazität der Anordnung. Die Gesamtkapazität des λ_--Systems, die durch einen Gerdienschen Kondensator bestimmt wurde, war bis zum Juni 1910 201 cm; seitdem wurde sie durch Änderung der Isolationskästen und der Zuleitungen auf 217 erhöht, wovon nach direkten Messungen 140 auf die wirksame Kapazität des Zerstreuungsdrahtes fallen. Bei dem λ_+-System ist die Gesamtkapazität wegen längerer Zuleitungsdrähte größer, 240 cm, wovon gleichfalls 140 auf den Zerstreuungsdraht kommen. Von dem Ausschlag, den die Kurve ergibt, ist abzuziehen der Abfall, den das System ohne den wirksamen Zerstreuungsdraht in derselben Zeit verursacht. Diese Korrektion ist durch häufige Kontrollversuche bei λ_- (oberer Draht) zu 1 mm, bei λ_+ (unterer Draht) zu 4 mm innerhalb 8 Minuten festgestellt worden, während die Ausschläge des Zerstreuungsdrahtes meistens mehr als 10 mal so groß sind.

Die regelmäßigen Schwankungen des Leitvermögens, des q und des Vertikalstroms.

Absolute Werte des Leitvermögens. Im ersten Registrierjahr erhielt ich als Mittelwert von 68 normalen Tagen $\lambda_- = 0{,}42 \times 10^{-4}$ E.S.E.; Potentialgefälle $\frac{dV}{dh} = 260 \frac{\text{Volt}}{\text{m}}$. Aus den 95 Tagen des zweiten Registrierjahres 1. Oktober 1910—1911 ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} \lambda_+ &= 0{,}51 \times 10^{-4} \text{ E.S.E.} \\ \lambda_- &= 0{,}44 \quad \text{„} \quad \text{„} \end{aligned}\right\} \lambda_+ + \lambda_- = 0{,}95;$$

$$\text{mittleres } q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-} = 1{,}16; \quad \frac{dV}{dh} = 254 \frac{\text{Volt}}{\text{m}}.$$

Die Leitfähigkeit in Potsdam ist also im Mittel nur etwa 1×10^{-4} E.S.E. groß, während Dorno in Davos[1]) nach derselben Methode $2{,}8 \times 10^{-4}$ erhalten hat.

Es liegt nahe, die niedrigen Potsdamer Werte auf lokale Einflüsse, vor allem auf die Nähe der Städte Berlin und Potsdam zurückzuführen. Doch tritt ein solcher Einfluß bei einer Trennung der Stundenwerte nach der Windrichtung nicht zutage. Im einzelnen sind aber verschiedene Fälle beobachtet worden, wo eine plötzliche Winddrehung mit ruckweiser Zu- oder Abnahme der λ verbunden war. Doch wird die Ursache hiervon in Änderungen der Wetterlage zu suchen sein. Zu bedenken ist, daß die Potsdamer λ- und dV/dh-Werte schon deswegen stark lokal sein müssen, weil der Meßort, die Wiese des Observatoriums, ringsum mit Wald umstanden ist. Wünschenswert wäre eine Registrierung an einem ganz freien Orte der Tiefebene.

Der jährliche Gang des Leitvermögens ist dem des Potentialgefälles entgegengesetzt. Sieht man von einigen Abweichungen ab, die vor allem im ersten Registrierjahr eintraten und die sich aus dem Wetter der Zeit erklären, so ergibt sich ein Maximum im Frühsommer und Sommer (Mai 108, Juni 113, Juli 115×10^{-6} E.S.E.) und ein Minimum im Winter (Januar 70, Februar 77×10^{-6} E.S.E.).

Der tägliche Gang des Leitvermögens hat im Frühjahr und Sommer bis in den Herbst hinein eine doppelte Periode mit dem Hauptmaximum 4^a, einem zweiten Maximum nachmittags, dem ersten Minimum vormittags und dem zweiten abends. Die abweichende Kurve des Mai 1911 mit dem Hauptmaximum nachmittags erinnert an Schwankungen, wie sie bei Zerstreuungsmessungen erhalten worden ist, so z. B. an die Registrierungen Lüdelings im Frühjahr 1904 am Potsdamer Turm. Im Winter verstärkt sich das Hauptmaximum nachts noch mehr. Dagegen tritt das zweite Maximum nachmittags zurück, so daß also dann die Schwankung eher einer einfachen Welle gleicht, die im wesentlichen der des Potentialgefälles entgegengesetzt ist. Im Sommer erstreckt sich diese Spiegelbildlichkeit von λ und dV/dh nur auf die Nacht- und Vormittagsstunden.

In größerer Höhe weist die Leitfähigkeit stets einen einfachen Gang auf. In Davos fand Dorno ein Maximum 4^a und ein Minimum $9-10^a$. Dieser Gang wird sicherlich verursacht durch die Wirkung der starken Sonnenstrahlung auf den Boden. Vermutlich wird in der freien Atmosphäre das Minimum nicht so rasch dem Maximum folgen, sondern einige Stunden später eintreten. In den untersten Luftschichten sind infolge des stärkeren Staub- und Wasserdampfgehalts die Vorgänge nicht so einfach wie in der reinen Höhenluft. Nur das Hauptmaximum frühmorgens bleibt bestehen. Auch das Davoser Minimum ist in Potsdam vielfach vorhanden, vor allem im Frühjahr; selbst im Winter ist es angedeutet. Sonst wird aber der normale einfache Gang (Max. nachts, Min. mittags) durch die Wirkung der Sonne auf die bodennahen

1) C. Dorno, Studie über Licht und Luft des Hochgebirges. Braunschweig 1911, S. 79.

Schichten in eine doppelte, ja manchmal dreifache Periode umgewandelt.

Absolute Werte des Vertikalstroms. Der aus dem Potentialgefälle und der Leitfähigkeit berechnete vertikale Leitungsstrom war im Mittel der 95 Tage $i = i_+ + i_- = 71 \times 10^{-8}$ E.S.E., oder $2{,}4 \times 10^{-16} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}$. Derselbe Wert ergab sich an den ruhigen Tagen des ersten Registrierjahres.

Der jährliche Gang des Vertikalstroms hat ein Maximum $3{,}0 \times 10^{-16} \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}$ im Dezember, ein Minimum 2,0 im September, 2,1 im Februar, Juni und Juli. Die jährliche Schwankung ist also im allgemeinen gering. Im Mittel hat der Vertikalstrom im Winter und Frühjahr größere Werte als im Sommer und Herbst.

Der tägliche Gang ist in der warmen Jahreszeit ausgeprägter als im Winter. Vor allem findet sich im Sommer ein starkes Minimum in den Mittagsstunden, dem Maxima morgens und abends gegenüberstehen. Dieser starken Schwankung entspricht im Winter eine geringere, die vielfach gerade umgekehrt ist. In Davos fand sich das ganze Jahr hindurch derselbe Gang, ungefähr dem des Potsdamer Juni entsprechend, nur daß die Amplitude noch größer war. Die Erklärung ist ja nicht schwer: Das Minimum in der Mittagszeit ist offenbar auf die Stauwirkung des aufsteigenden Luftstroms zurückzuführen. In der reinen Höhenluft ist diese Wirkung stets vorhanden; sie hat sogar im Winter und Frühjahr, wo die Sonnenstrahlung am stärksten ist, ihre größte Amplitude. In der Tiefebene wird bei tiefem Sonnenstand die Wirkung oft durch andere Umstände überdeckt.

Die Schwankungen der Größe $q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-}$. Aus den gleichzeitigen Registrierungen von λ_+ und λ_- lassen sich die Schwankungen des q mit einiger Sicherheit ableiten. Es mag hier dahingestellt bleiben, ob dieser Quotient den richtigen Überschuß des einen Vorzeichens über das andere gibt. q wird jedenfalls etwas von dem absoluten Wert der Leitfähigkeit abhängen. Ist $\lambda_+ = 100$, so gibt eine Abweichung von 1 im λ_-, wie sie nach der Methode allein durch die Auswertefehler möglich ist, einen Fehler im q von 1 Proz., bei einem λ von 10 dagegen von 10 Proz. Die absoluten Werte von q hängen stark ab von der Genauigkeit, mit der sich die Gesamtkapazitäten der beiden Drähte bestimmen lassen. Ich schätze die Fehler dieser Messungen auf etwa 5 Proz. Nun ergibt sich aber eine gute Kontrolle für die Richtigkeit aus dem Vertauschen des Vorzeichens bei den Registrierungen. Im allgemeinen war der obere, $1^1/_2$ m über dem Boden befindliche Draht positiv, der untere ($^1/_2$ m) negativ geladen. Es wurden aber häufig beide Drahtleitungen positiv, oder beide negativ, oder der untere positiv, der obere negativ aufgeladen. Vor allem aus dem Gleichladen der Drähte erhält man, wenn Gleichheit der absoluten Werte in $1^1/_2$ und $^1/_2$ m über dem Erdboden vorausgesetzt wird, die Größe der Korrektion. Aus mehreren längeren solchen Versuchsreihen ergab sich das $q = \frac{^1/_2}{1^1/_2}$ zu 0,97, so daß die gesamten q der Registrierzeit um 3 Proz. erhöht werden mußten. Das ist so geschehen, daß λ_+ um diesen Betrag vermehrt wurde. Ebensogut hätte natürlich λ_- um 3 Proz. erniedrigt werden können. Von großer Wichtigkeit sind die Werte des q, die bei ruhigem Wetter vor und nach einem solchen Umladen der Drähte erhalten wurden. Es zeigt sich fast immer ein deutlicher Sprung im q: Während $q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-}$ fast stets etwas größer als 1, manchmal 1,2, 1,3 ist, wird $q_c = \frac{\lambda_+}{\lambda_+}$ oder $\frac{\lambda_-}{\lambda_-}$ 0,97, korrigiert 1,00.

Der für das Registrierjahr 1910/11 gefundene Mittelwert von q aus 95×24 Einzelwerten: $q = 1{,}16$, darf also als reell gelten. Dabei ist allerdings nicht berücksichtigt der Einfluß der radioaktiven Induktionen, der bei negativ geladenem Draht (λ_+) größer ist als bei positivem (λ_-) und daher ein etwas zu hohes q vortäuscht.

Jährlicher Gang des q. Das q ist am kleinsten, die positive Leitfähigkeit der Luft überwiegt also die negative am wenigsten im Sommer, am meisten im Winter und Frühjahr. $q_{max} = 1{,}29$ im Januar, $q_{min} = 1{,}10$ im Juni, 1,09 im Juli.

Täglicher Gang des q. Im Mittel und auch in fast allen monatlichen Einzelkurven ergibt sich ein Maximum nachts ($8-10^p$) und ein Minimum mittags ($1-2^p$). Am ausgeprägtesten war diese Schwankung in den Monaten Juli bis September, der wärmsten und sonnenscheinreichsten Periode der Registrierzeit. Aber auch die Frühjahrsmonate zeigen dasselbe Bild. Selbst im Winter ist die Einsenkung mittags nicht zu verkennen. Dieses verschiedene Verhalten des q bei Tag und Nacht ist auffallend. Ich habe mir anfangs die Frage vorgelegt, ob etwa nächtliche Isolationsfehler das Ergebnis vortäuschen könnten. Der untere negativ geladene Draht gibt nachts den stärkeren Abfall. Man müßte also annehmen, daß stets die Iso-

lation dieses Systems etwas mehr leidet. Das wird aber dadurch widerlegt, daß beim Umladen der Drähte, oben —, unten +, der obere Draht nachts stärkere Zerstreuung als der untere gibt. Es ist also durch die Registrierungen bewiesen, daß unter der Wirkung der Sonnenstrahlen stets eine Abnahme des q stattfindet. Es muß entweder die Zahl der leicht beweglichen positiven Elektrizitätsträger ab-, oder die der negativen zunehmen. Wahrscheinlich ist das letztere richtig.

Dorno hat in Davos aus seinen unempfindlicheren Registrierungen die Schwankungen des q nicht so genau verfolgen können. Doch findet er denselben jährlichen und täglichen Gang wie in Potsdam. Es scheint, als wenn die tägliche Schwankung des q in der Tiefebene ausgeprägter ist als in größerer Höhe.

Die Einwirkung der Sonne ist sogar in $1^1/_2$ m über dem Grasboden schon anders als in $^1/_2$ m. Das geht aus folgendem hervor. Von Ende September bis Anfang November 1911 waren beide Drähte stets positiv geladen. Es wurden nun aus dieser Registrierperiode die 7 normalen Tage herausgesucht und ebenso bearbeitet wie oben. Es ergab sich als mittleres $q_c = \frac{\lambda_-{}^1/_2}{\lambda_-{}1^1/_2} = 0{,}97$, das oben schon als Korrektion benutzt wurde. Außerdem hatte dieses q_c einen schwachen, aber deutlich ausgeprägten täglichen Gang, der ein Maximum um 7—8^p mit 0,99, ein Minimum 1—3^p mit 0,95 aufwies. Es ist das dieselbe Schwankung, die $q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-}$ hat. Es ist anzunehmen, daß die q_c-Kurve, die eigentlich als Korrektion an die q-Kurven angebracht werden müßte, im Sommer eine noch größere Schwankung aufzuweisen hat als im Oktober. Nahe dem Boden wird also mittags die Anzahl und Beweglichkeit der negativen Elektrizitätsträger größer als 1 m darüber. Frühmorgens und abends überwiegen dagegen unten die positiven mehr als oben. Daß die Sonnenstrahlung am Erdboden die Ursache dieser Schwankung ist, ist wohl sicher. Schwerlich wird sich die Erscheinung durch Erwärmung der Bodenluft erklären lassen. Der vermehrte Austritt der Emanation unter dem Einfluß der Sonne müßte doch einen größeren Überschuß positiver Träger zur Folge haben. Viel wahrscheinlicher ist die Neuerzeugung negativer Träger durch lichtelektrische Wirkung und Reibungsvorgänge an den Staubteilchen. Diese letztere Wirkung wird durch die Registrierungen direkt bewiesen (s. später).

Potentialgefälle, Leitvermögen und q im Zusammenhang mit den meteorologischen Erscheinungen.

Die bis jetzt erörterten Beziehungen waren abgeleitet worden aus den Mittelwerten der normalen Tage. Es wurden aber auch alle übrigen Kurven ausgewertet. Nur bei Niederschlägen war das unmöglich, weil die Registriersysteme nicht von einem Dach überdeckt waren, und daher schon wenige Regentropfen sofort Fälschungen der Kurve, meist in einem schnellen Forttransport der Ladungen bestehend, zur Folge hatten. Die Zerstreuungsdrähte reagieren so exakt auf Niederschläge, daß man aus den Registrierkurven den Regenanfang viel genauer erhält als aus den empfindlichsten Regenmessern des Observatoriums, der Sprungschen Wage und dem Gallenkampschen Tropfregenmesser. Es wäre daher wohl möglich, dieses Prinzip bei der Konstruktion eines empfindlichen Regenzeitmessers zu verwerten.

1. dV/dh, λ und q an ruhigen Tagen. Die Änderungen des Leitvermögens sind im allgemeinen nicht so groß wie die des Potentialgefälles. Starke Schwankungen des λ an ruhigen Tagen gehören also zu den Ausnahmen. Am ehesten treten sie ein an heiteren Abenden, zuweilen auch nachts und frühmorgens. Dabei gehen die beiden Leitfähigkeiten einander stets parallel. Solche Fälle, wo nur eine Leitfähigkeit stark schwankt, während die andere sich nicht ändert, sind überhaupt nicht beobachtet worden. Für die Beziehung zwischen dV/dh und λ gelten zwei Hauptregeln. dV/dh und λ sind einander entgegengesetzt und je höher dV/dh, um so größer ist q. Doch sind zahlreiche Abweichungen hiervon vorhanden. Am interessantesten sind die Fälle, wo eines der beiden Elemente Gefälle und Leitvermögen sich ändert, während das andere konstant bleibt. Meistens ist λ ruhiger als dV/dh. Täglich zeigen sich Schwankungen, vor allem positive Zacken, im Gefälle, welche die Leitfähigkeit nicht beeinflussen. Das Umgekehrte ist seltener, kommt aber auch hin und wieder vor; am ausgeprägtesten bei den Sprungminimis des Leitvermögens. Sie erstrecken sich stets auf beide λ, doch ist meistens eine Zunahme des q zu erkennen. λ geht hierbei während $^1/_4$ bis $^1/_2$ Stunde auf die Hälfte des vorherigen und nachherigen Wertes herunter. Die Erscheinung tritt ausnahmslos bei heiterem Himmel ein. Vereinzelt ist vom meteorologischen Beobachter Talnebel dabei notiert worden. Es ist also anzunehmen, daß es sich um Kondensation des Wasserdampfs oder Anlagern von Wassertröpfchen an beide Elektrizitätsträger handelt. Doch

werden die negativen in größerem Maße unbeweglicher als die positiven, wie aus dem erhöhten q folgt.

2. Einwirkung des Dunstes. Ähnliche, nur länger dauernde und unregelmäßigere Vorgänge erhält man bei starkem Dunst, der sich meistens bei heiterem Wetter als braungraues Band rings um den Horizont legt. Das Leitvermögen ist dann entweder sehr gering oder es finden starke Schwankungen sowohl des Gefälles als der λ statt, die zwar meistens bei beiden Elementen entgegengesetzt sind, aber beträchtliche Abweichungen bringen können. Hier kommt es auch mehrfach vor, daß λ stärker schwankt als dV/dh. Tritt Dunst nur kurze Zeit auf, so kann er ein ähnliches Minimum der Leitfähigkeit verursachen, wie unter 1. besprochen wurde. Doch tritt gleichzeitig im Potentialgefälle ein Maximum ein. Das absolute Minimum des λ bei Dunst betrug $10 = (6 + 4) \times 10^{-6}$ E.S.E. am 23. Januar 1911. Im Mittel ist q bei dunstigem Wetter größer als sonst. Da Dunsttage mit zu den normalen Tagen gezählt worden sind, wenn sie keine sonstigen Störungen aufwiesen, so ist der ziemlich hohe Mittelwert des q an den normalen Tagen (1,16) zum Teil darauf zurückzuführen. Daß bei dunstigem Wetter die positive Leitfähigkeit die negative mehr überwiegt als sonst, wird sich wiederum dadurch erklären lassen, daß die negativen Träger in größerer Anzahl unbeweglicher werden als die positiven. Pollock[1]) fand in Sydney in der Tat unter den schwer beweglichen Trägern mehr negative als positive.

3. Nebel. Bei Nebel zeigt sich fast stets eine starke Verminderung der Leitfähigkeit, die häufig zu Beginn ruckweise eintritt. Die positive Leitfähigkeit überwiegt die negative stets um ein beträchtliches; denn q ist meistens 1,2—1,5, in Einzelfällen bis 1,8. q bleibt auch noch größer als 1, wenn beide Drähte mit gleichem Vorzeichen aufgeladen sind. Am 1. Dezember 1910 wurde bei solchen Versuchen während Nebels $q_r = 1{,}0-1{,}2$ gefunden. Bei Nebel kann also die Leitfähigkeit nahe dem Boden größer sein als 1 m darüber. Bei nebellosem Stratus ergab sich dagegen bei solchen Versuchen das q_r stets $= 1{,}0$.

4. Staubeinfluß. An trocknen, meist windigen Tagen kann in Potsdam mittags das Potentialgefälle negativ werden, eine Folge von Staubwolken, die mit dem Winde fortgetragen werden und anscheinend durch ihre negativen Eigenladungen die Störungen verursachen. Manchmal sind sie ganz ohne Einfluß auf beide λ-Kurven. Häufiger haben sie aber eine mehr oder weniger deutliche Einwirkung auf mindestens eines der beiden λ zur Folge. Und zwar nimmt λ_- fast immer zu; auch λ_+ ergibt einige Male eine solche Zunahme, so daß also in diesen Fällen auch mehr positive Träger als sonst in der Luft gewesen sein müssen. q nimmt ab, aber nur während der Dauer der negativen Ausschläge im Gefälle, meistens von 1,0 auf 0,9 und 0,8, in den stärksten Störungen von 1,0 auf 0,7.

Es handelt sich also zweifellos um schwer bewegliche Elektrizitätsträger, die sehr stark auf das Potentialgefälle, weniger auf das Leitvermögen einwirken. Doch ist vielfach deutlich ein Überwiegen der negativen Leitfähigkeit zu erkennen. Man hat hier also den Beweis dafür, daß am Erdboden bei trocknem heiteren Wetter in den Mittagsstunden eine Abnahme von q durch Staub eintritt.

5. Das Leitvermögen vor Gewittern. Der Sommer 1910 war außergewöhnlich gewitterreich, so daß gute Registrierungen beider λ vor 30 Gewittern erhalten wurden. Leider kann wegen der fälschenden Wirkungen der Niederschläge nur das Verhalten der λ bis zum Einsetzen des Regens untersucht werden. Von den 30 Gewittern hatten 13 eine positive Front im Potentialgefälle. Dann nimmt λ_- ab, manchmal auch λ_+ zu, so daß also jedenfalls q anwächst. 11 hatten eine negative Front: λ_+ nimmt ab, häufig auch λ_- zu, q nimmt immer ab. Die übrigen 6 Gewitter blieben bis zum Regen ohne Einfluß auf beide λ.

Vor Gewittern treten die extremsten Werte von q ein. Es steigt häufig auf 2, manchmal sogar bis 3, 4 und fällt oft bis 0,7 und in einigen Fällen bis zu 0,3 herunter. Ein Vertauschen der Drahtladungen in $^1/_2$ und $1^1/_2$ m Höhe ändert nichts an den Ergebnissen. Es liegt nahe, diese starken unipolaren Änderungen der Leitfähigkeit auf die Influenz des Erdfeldes zurückzuführen. Eine solche Influenzwirkung ist auch wirklich in geringem Maße vorhanden, trotzdem die Beobachtungswiese ringsum mit Bäumen und die geladenen Drähte mit gut geerdetem Drahtnetz umgeben sind. Das geht daraus hervor, daß hin und wieder bei regenlosen Gewittern eine geringe Zunahme der Drahtladungen registriert wurde, um wenige mm bei Feldstärken von einigen tausend Volt/m. An der Front der Gewitter werden aber diese hohen Feldstärken selten erreicht. Hin und wieder ist ein starker Ausschlag im Gefälle ohne Einfluß auf λ, so z. B. bei den oben erwähnten 6 Gewittern und bei Böen. Umgekehrt ist manchmal eine Feldstärke, wie sie auch bei heiterem Wetter, bei Nebel und Dunst erreicht werden kann, von größter Einwirkung auf das

1) A. Pollock, Le Radium **6**, 129, 1909.

Leitvermögen. Die Erscheinungen lassen sich also durch bloße Influenzwirkung nicht erklären. Es ist daher nicht zu bezweifeln, daß vor Gewittern abnorm leitende Luft am Erdboden vorhanden ist, Luft, die entweder einen starken Überschuß von positiven oder von negativen Ladungen enthält. Ein Teil der Ausschläge im Gefälle wird auf Wolkeninfluenz zurückzuführen sein, weil keine gleichzeitige Änderung des Leitvermögens vorhanden ist.

Auf der Rückseite der Gewitter herrschen ganz ähnliche Verhältnisse wie an der Front. Während der Gewitter sind ebenfalls meistens starke Schwankungen des Leitvermögens und vor allem der Zahl q vorhanden.

6. Das Leitvermögen bei Regen. Für die Regenböen gilt dasselbe wie für die Gewitter, nur daß die Ausschläge meist nicht so groß sind. Auch einige gewöhnliche Regenfälle ergeben eine ganz ähnliche Einwirkung. Vielfach hat schwacher Regen Senkung des Gefälles und Zunahme beider λ zur Folge. Bei Landregen sind die Fälle häufig, wo negativen Werten des dV/dh eine geringe Zunahme des λ_- gegenübersteht. Das ist offenbar eine Folge der Lenardwirkung des Regens, welche in der Luft negative Elektrizitätsträger erzeugt. Das q geht aber hierbei meistens nicht unter 0,9, nur in Ausnahmefällen bis 0,8 herunter.

Zusammenfassung. Das Hauptergebnis ist außer der Feststellung der absoluten Werte der gesamten Leitfähigkeit und des ganzen Vertikalstroms in Potsdam der starke Einfluß, den die Sonnenstrahlung auf den Gang der luftelektrischen Elemente nahe dem Erdboden ausübt. Das zeigt sich einmal in der täglichen Schwankung des Vertikalstroms und dann vor allem in den Werten von q, dem Verhältnis der positiven zur negativen Leitfähigkeit. Der Überschuß der positiven Träger ist größer im Winter als im Sommer, mittags kleiner als nachts. Auch mit wachsendem Potentialgefälle wird q im allgemeinen größer. Das q ändert sich sogar in unmittelbarer Nähe des Bodens. Es ist mittags nahe dem Erdboden kleiner als in der Luft 1 m darüber.

Potsdam, Oktober 1912.

(Eingegangen 29. Oktober 1912.)

Hoher Wert der induzierten Aktivität und der Leitfähigkeit in der Kordillere von Las Condes.

Von Walter Knoche.

Während einer Tour zwecks Einrichtungsmöglichkeit einer meteorologischen Station in der Mine Las Condes (3500—3600 m über dem Meere), die in der Andenkordillere etwa gegenüber Santiago liegt, wurden am 11. IV. auch zwei Beobachtungen der Radioaktivität nach der Elster- und Geitelschen Drahtmethode angestellt, mit demselben Instrumentarium, das auch zu den Bestimmungen von A während meiner Osterinselreise[1]) verwandt wurde. Der Draht war in 1 m Höhe über dem Boden gespannt, seine Ladung (zwei Stunden) schwankte zwischen 1700 und 2000 V. Es ergab sich

10^h—Mt. $A(2') = 503$, $A(5') = 208$,
4^h—6^h $A(2') = 467$, $A(5') = 206$.

Unter denselben Bedingungen und den gleichen Instrumenten waren in der Mine Teniente (2100 m)[2]) die Werte:

$$A(2') = 194, \quad A(5') = 160.$$

Mit anderen Apparaten in 1 m Bodenhöhe in der Aguila-Mine (5200 m)[3]) erhaltene, daher nicht vergleichbare Werte ergaben im Mittel

$$A(2') = 319, \quad A(5') = 263,$$

im Maximum

$$A(2') = 542, \quad A(5') = 447.$$

Auffallend ist bei den Werten in der Condes-Mine der außerordentlich steile Abfall während der ersten fünf Minuten. In beiden Fällen wurden die Ablesungen fortgesetzt, um den Kurvenverlust zu bestimmen. Im Gegensatz zu den bolivianischen Werten, die *Th*-Induktionen aufwiesen (10 Proz. in 1 m Höhe), zeigten die in Condes erhaltenen nur den Verlauf der reinen *Ra*-Induktion. Der Gehalt der Luft an aktiven Bestandteilen scheint auf jeden Fall in der Kordillere ein sehr hoher zu sein, wie verschiedentlich gefunden wurde, und ist möglicherweise um so größer, je höher der Beobachtungsort liegt.

Auch die Bestimmung der Leitfähigkeit ergab gleichfalls in 2 Fällen, am gleichen sehr klaren und trockenen Tage (9 a. und 3 p.) recht hohe Werte, nämlich $\lambda_+ = 10{,}3 \cdot 10^{-4}$ und $14{,}6 \cdot 10^{-4}$ st. E., $\lambda_- = 10{,}1 \cdot 10^{-4}$ und $11{,}7 \cdot 10^{-4}$ st. E., also $\lambda = 20{,}4$ bzw. $26{,}3 \cdot 10^{-4}$ st. E. Das Potential in 1 m Höhe betrug zu den gleichen Stunden 50,7 und 69,1 V (Hochtal), woraus sich die Größe des vertikalen Leitungsstromes mit 34,5 bzw. $65{,}5 \cdot 10^{-7}$ st. E. ergeben würde.

Die hohe Leitfähigkeit resultiert übrigens aus den sehr bedeutenden Ionendichten n ($n_+ = 5270/\text{cm}^3$ und $6100/\text{cm}^3$, $n_- = 5170/\text{cm}^3$ und $6990\ \text{cm}^3$), während die Ionengeschwindigkeiten v ($v_+ = 1{,}4$ und 1,6, $v_- = 1{,}4$ und 1,2 $\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{sec}}$) nicht wesentlich von den normalen abweichen.

1) Diese Zeitschr. **13**, 152, 1912.
2) Diese Zeitschr. **13**, 440, 1912.
3) l. c. und Observ. en la Mina Aguila, S. 237—242.

Es handelt sich hier um Werte der Ionendichten und Leitfähigkeiten, wie sie auch in Bolivien[1]) (Aguila-Mine) oft erreicht, auch übertroffen wurden, während die Dornoschen[2]) Werte in Davos, allerdings in viel geringerer Seehöhe (1560 m), hinter ihnen zurückbleiben. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß die hohe Ionendichte bzw. die große Leitfähigkeit, abgesehen von der natürlichen Zunahme mit der Höhe, auch der starken Aktivierung der Atmosphäre, wenigstens teilweise (Sonnenstrahlung!), zu danken ist. Zur Messung möchte ich bemerken, daß sich der Ebertsche Aspirationsapparat in 1,50 m über den Boden unter dem hervorspringenden Dach eines Schuppens befand; die Erdung konnte vorzüglich durch Anschluß an einen Bach erreicht werden; die Isolation war vollkommen.

Interessant ist vielleicht die Bemerkung, daß am späten Abend beim Wechseln der photographischen Platten diese alle (ein Dutzend) beim Öffnen des Schiebers bläulich aufleuchteten, ohne daß sie sich deshalb nach dem Entwickeln als verdorben erwiesen; es waren also keine der sonst nicht seltenen Blitzfiguren auf ihnen vorhanden. Bergkrankheit[3]) tritt in leichter Form und gelegentlich in Las Condes auf.

1) l. c. und Observ. en la Mina Aguila, S. 237—242.
2) Studie über Licht und Luft des Hochgebirges.
3) Diese Zeitschr. 13, 440—441, 1912.

(Eingegangen 15. September 1912.)

Einrichtung zur Herstellung von Spiegeln durch Kathodenzerstäubung.

Von G. Rümelin.

Der Zweck dieser Notiz ist die Beschreibung einer Apparatur, die in rascher und bequemer Weise Spiegel durch Zerstäubung herzustellen gestattet; die Anordnung ist im hiesigen Institut in mehreren Exemplaren in letzter Zeit dauernd benutzt worden, um eine große Zahl dünner Schichten verschiedener Metalle zu erhalten, deren optische Eigenschaften untersucht worden sind.

Das Verfahren unterscheidet sich von dem von Leithäuser[1]) angegebenen hauptsächlich dadurch, daß mit regulierbarem Vakuum gearbeitet wird, indem der Zerstäubungsraum unter Ausnutzung der Leistungsfähigkeit der Gaedeschen *Hg*-Pumpe dauernd von einem Gasstrom, dessen Stärke variiert werden kann, durchspült wird. Die immerhin etwas gefährliche Verwendung von flüssiger Luft zum Evakuieren oder zum Reinigen der Gasfüllung fällt bei der vorliegenden Anordnung, weil erfahrungsgemäß nicht nötig, fort.

1) Zeitschr. f. Instr. K. 1908, S. 247.

Der Apparat besteht aus zwei Teilen, dem Zuflußapparat (Fig. 1) und der eigentlichen Zerstäubungseinrichtung (Fig. 2), die mittels Normalschliff aneinander gesetzt werden.

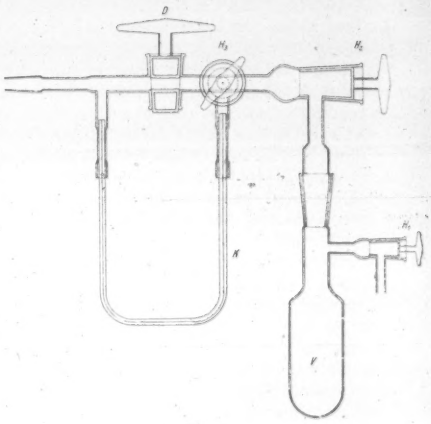


Fig. 1.

Das Vorvakuum V (Fig. 1), das etwas P_2O_5 enthält, wird durch den Abschlußhahn H_1 mit vorgetrocknetem, elektrolytisch entwickelten Wasserstoff gefüllt. Von V aus geht eine kurze, weite Rohrleitung durch den Abschlußhahn H_2 und den Durchlaßhahn D nach dem Zerstäubungsraum. Zwischen H_2 und D geht eine Abzweigung nach dem Abschlußhahn H_3, von da nach der leicht ein- und auszukittenden Zuströmungskapillaren K (Länge 50 cm, innerer $\ominus$ 0,2 mm), deren anderes Ende hinter D wieder in die Hauptleitung mündet. Sind alle Hähne geöffnet, so kann der Apparat rasch vollkommen (10^{-4} bis 10^{-5} mm *Hg*) evakuiert werden; ist D geschlossen, H_2 und H_3 offen, so fließt der Gasstrom durch die Kapillare in den Zerstäubungsraum, wobei die Stärke des Stroms durch die Wahl des Drucks in V reguliert wird.

Der Zerstäubungsapparat (Fig. 2) besteht aus zwei Glasglocken, die auf einen Teller aus Messing aufgeschliffen sind. Innerhalb der inneren Glocke steht ein Tischchen, auf das die zu überziehende Platte gelegt wird. In den Teller sind zwei Glasröhren eingekittet: eine Röhre mit der Zuleitung zur Kathode K, die stets in Blechform benutzt wurde, und eine zweite, durch die der Gasstrom eintritt. Der in der Figur gezeichnete Kühler zur Reinigung

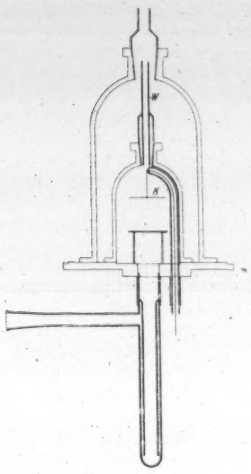


Fig. 2.

des Gasinhalts des Zerstäubungsraums und des Gasstroms war vorsichtshalber angebracht, ist aber nicht benutzt worden. Der Gasstrom verläßt die innere Glocke durch einen in den Glockenhals eingeschliffenen Widerstand W (10 cm lang, 5 mm innerer $\ominus$), so daß der Druck im stationären Zustande im Zerstäubungsraum wesentlich höher ist als in der äußeren Glocke. Die Schliffe der inneren Glocke sind ungefettet. Die äußere Glocke ist durch einen Abschlußhahn und eine Schliffkette mit der Gaedepumpe verbunden.

Bei der Benutzung wird zuerst die zu überziehende Platte eingesetzt, der ganze Apparat leer gepumpt, falls er längere Zeit offen gestanden hat, 1—2 Stunden sich selbst überlassen: hierauf wird, während die Pumpe läuft, die Spannung angelegt (etwa 2500 Volt = Strom) der Hahn D geschlossen, und in kleinen Portionen durch H_1 Wasserstoff eingelassen, bis sich ein Glimmstrom von etwa 20 Milliampere einstellt. Bei wiederholter Benutzung desselben Apparats empfiehlt es sich, die erforderliche Menge Wasserstoff, die in das Vorvakuum hineingelassen werden muß, ein für allemal festzustellen, indem man von einer Gasbürette aus den Wasserstoff einläßt. Ein Ausschalter zur momentanen Abschaltung der Spannung ist nötig, um für den Fall, daß zu viel Gas in den Zerstäubungsraum kommt, gerüstet zu sein; in diesem Fall wird der Hahn D für kurze Zeit geöffnet.

Mit der beschriebenen Vorrichtung hat Frau N. Galli[1]) dünne Schichten von *Ag, Au, Pt, Cu, Fe, Ni, Pd* hergestellt. Beispielsweise sei angeführt, daß ein undurchsichtiger *Ag*-Spiegel 30 sec Zerstäubungszeit beanspruchte. Es ist noch ein größerer Apparat nach demselben Prinzip ausgeführt worden, der annähernd homogene Spiegel von $25 \cdot 3$ cm herzustellen erlaubt. Kathode und Glasplatte waren dabei im Innern des Zerstäubungsraumes vertikal angeordnet. Die Evakuierungszeit war natürlich beträchtlich länger. Mit dem großen Apparat haben die Herren Dr. Försterling und Dr. Freedericks Schichten von *Pt, Pd, Ir* und *Cu* durch Zerstäubung erhalten.

1) Vgl. die demnächst erscheinende Göttinger Dissertation.

(Eingegangen 11. November 1912.)

Beschreibung der Gezeiten-Registrierung in der Croß-Bai auf Spitzbergen.

Von K. Wegener.

Der Begründer unserer Station, Herr Geheimrat Hergesell, hatte gewünscht, daß bei unserem Winterquartier in der Croß-Bai auf Spitzbergen auch Gezeitenbeobachtungen angestellt würden.

Die übliche Methode der Gezeitenregistrierung besteht darin, einen Schwimmer in einem weiten Rohr von den Gezeiten heben und senken zu lassen. Von dem Schwimmer führt dann eine Leine nach oben über ein Rad, und wird durch ein kleines Gegengewicht straff gehalten. Von dem Rad wieder wird mit geeigneter Zahn- oder Reibradübersetzung die Schreibfeder bewegt.

Ich war nicht in der Lage, mir eine Zahn- oder Reibradübersetzung und ein weites Rohr mit unseren primitiven Hilfsmitteln herstellen zu können, und habe deshalb eine andere Methode der Registrierung angewandt. Ich weiß nicht, ob diese bekannt ist, und teile sie deshalb kurz hier mit.

Als Rohr, dazu bestimmt, den Einfluß der Wellen zu dämpfen, wird Ofenrohr verwendet, das unten mit einigen kleinen Löchern versehen und an einen aufrecht stehenden Pfahl genagelt ist. Dieses Rohr wäre für einen auf- und niedergehenden Schwimmer viel zu eng gewesen. In ihm hängt nun an einer kleinen Spiralfeder ein Holzstab von gleichmäßigem Querschnitt. Der Unterschied zwischen Hoch- und Niedrigwasser beträgt in Spitzbergen ca. $1^1/_2$ m; der Stab soll bei Niedrigwasser nicht herauskommen, bei Hochwasser nicht völlig eintauchen. Ich habe deshalb den Längsstab eines Drachens von

$2^1/_2$ m Länge verwendet, und unten so weit beschwert, daß sein Gesamtgewicht ungefähr gleich dem des verdrängten Wassers ist; die Spiralfeder, die bei steigendem Wasser von dem Stab entlastet, bei fallendem belastet wird, setzt unmittelbar die Schreibfeder in Bewegung. Das Prinzip der Registrierung besteht also darin, daß das wechselnde Gewicht des Stabes mittels einer einfachen Federwage aufgeschrieben wird.

Spitzbergen, August 1912.

(Eingegangen 21. Oktober 1912.)

Staubmessungen in freier Atmosphäre.

Von W. Budig.

Im Juliheft 1912 dieser Zeitschrift (S. 677 ist eine Abhandlung der Herren Wigand und Schwab erschienen, in welcher neben Beobachtungen von Untersonne und Sonnenhalo von 22^0 Radius im Ballon auch Messungen mit dem Aitkenschen Staubzähler mitgeteilt werden. Es wird darin gesagt: „die Tatsache, daß das Auswerfen von Ballastsand sich bei den hier besprochenen und anderen Beobachtungen im Kernzähler nicht bemerkbar machte, spricht dafür, daß feste Staubteilchen keine große Rolle bei der Nebelbildung spielen". An einer vom Berliner Verein für Luftschiffahrt am 14. Juli 1912 veranstalteten wissenschaftlichen Fahrt konnte Verf. als meteorologischer Beobachter teilnehmen. In das Programm waren auch Messungen mit dem Aitkenschen Apparat aufgenommen worden. Es zeigte sich dabei, daß der Staubgehalt mit der Höhe sehr stark abnahm; in 4000 bis 5200 m Höhe wurden zeitweise nur etwa 100 Kerne gezählt. Ballastwurf dagegen erhöhte den Gehalt an Kernen ganz bedeutend. Selbst wenn der gereinigten Rezipientenluft nur $^1/_{50}$ ihres Volumens der zu untersuchenden Luft beigemischt wurden, fielen so zahllose Tröpfchen auf das Meßglas, daß eine Zählung unmöglich wurde. Erst nach einer Wartezeit von einigen Minuten war der Einfluß des Ballastgebens verschwunden, und es ergab sich wieder die gleiche geringe Menge wie vorher. Der von uns benutzte Sand war sehr trocken und der beobachtete Einfluß auf die im Aitkenschen Apparat gemessene Menge machte sich namentlich dann bemerkbar, wenn der Ballon im Gleichgewicht schwebte und zu dessen Erhaltung Ballast geworfen wurde. Bei stärkerer Abwärtsbewegung war die Störung durch den Sand schon nach sehr kurzer Zeit wieder verschwunden. Danach hat es den Anschein, daß neben den hygroskopischen Gasen auch feste Teile als Kondensationskerne im Aitkenschen Apparat wirksam sind.

Berlin, November 1912.

(Eingegangen 10. November 1912.)

BESPRECHUNGEN.

Ole Roemers Adversaria. Med Understattelse af Carlsbergfondet udgivne af det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab ved Thyra Eibe og Kirstine Meyer. København, Bianco Lunos Bogtrykkeri. 1910.

Im Besitze der Universitätsbibliothek Kopenhagen befindet sich ein Konvolut handschriftlicher Notizen Olaf Römers, welche er selbst zusammenfassend als „adversaria", „gelegentliche Einfälle" (?) bezeichnet. Römers Witwe hat das Heft 1739 der Bibliothek geschenkt, da „ihr Mann einigen Wert darauf gelegt zu haben schiene". Die Herausgabe ist anläßlich des 200. Todestages Römers erfolgt; und zwar hat man sich offenbar erst im letzten Augenblick dazu entschlossen. Darauf deutet wenigstens die Entschuldigung der Herausgeberinnen hin, die beweist, daß sie selbst sich des grundsätzlichen Mangels ihres Werkes bewußt gewesen sind: daß sie nämlich wegen der „temporum angustiae" die Adversaria ohne jeden Kommentar in die Welt hinausschicken mußten. In der Tat besteht die Publikation einfach in dem buchstabengetreuen Abdruck der flüchtig hingeworfenen Notizen Römers mit allen Abkürzungen und durch die Art der Entstehung verständlichen Fehlern interpunktorischer und grammatischer Natur. Es ist nicht einmal versucht worden, die einzelnen Notizen, die, oft die heterogensten Gegenstände betreffend, im Manuskript fast ohne Absätze durcheinanderstehen, wenigstens im Druck genügend voneinander abzuheben. Ob vom rein historischen Standpunkte aus diese Art der Veröffentlichung einer Geschichtsquelle erwünscht ist, vermag ich natürlich nicht zu beurteilen. Für jemand, der nachspüren will, was wissenschaftlich Interessantes in Römers gelegentlichen Einfällen steckt, wäre sie jedenfalls beinahe ungenießbar, wenn nicht die Verfasserinnen wenigstens — zur Abwechslung in französischer Sprache, während sie sonst, wie Römer selbst, lateinisch schreiben — sowohl ein Inhaltsverzeichnis wie ein Sachregister angehängt hätten.

Wesentliche Überraschungen bietet der Inhalt nicht, wenngleich sich natürlich unter den gelegentlichen Einfällen eines Mannes wie Römer manches Hübsche findet.

Ein kleiner Teil der Notizen besteht einfach in Merkzahlen, die sich Römer zusammengestellt hat, um sie im Bedarfsfalle zur Hand zu haben: Elemente der Planeten, Maß-, Gewichts- und Währungstabellen für die in den verschiedenen Ländern gebräuchlichen Systeme u. a. m. Unter den zahlreichen anderen, das praktische Leben betreffenden Bemerkungen scheint mir höchstens das eine

erstaunlich: wie vielseitig das Interesse Römers sich betätigt hat.

Die mathematischen Skizzen beziehen sich auf einfache geometrische und trigonometrische Aufgaben, geometrische Lösungen spezieller kubischer und biquadratischer Gleichungen, Interpolations- und Kombinationsprobleme; die Lösungsmethoden dürften nichts darbieten, was über das mathematische Durchschnittsniveau der Zeit hinausragte.

Das gleiche gilt für die physikalischen Untersuchungen; sie gelten überwiegend der Bestimmung von Konstanten: Ausdehnungskoeffizienten von Luft, Wasser, Metallen, Abhängigkeit der Länge des Sekundenpendels von der Temperatur, Geschwindigkeiten des Schalles und des Lichtes; auch hinsichtlich dieser letzteren Tatsache, deren Nachweis Römers Namen unsterblich gemacht hat, findet sich in den Adversaria nichts wesentlich Neues. Als überraschend habe ich unter den physikalischen Aperçus nur die Tatsache gefunden, daß Römer bereits die Einsicht besessen zu haben scheint, daß man bei Linsen endlicher Dicke mit den gleichen einfachen Formeln rechnen kann wie bei unendlich dünnen, wenn man die Brennweiten von gewissen, von ihm allerdings nur rein experimentell bestimmten Punkten — es sind Gauß' Hauptpunkte — rechnet. Ob Römer diese Kenntnis selbständig gefunden hat, oder ob ihm die Untersuchungen von W. Molyneux bekannt gewesen sind, ist natürlich aus den kurzen Notizen nicht zu ersehen.

Den breitesten Raum nehmen erklärlicherweise die astronomischen Betrachtungen ein, die überwiegend Fragen praktischer Natur, nur zum kleinen Teile theoretische Spekulationen umfassen. Aber auch hier ist mir wenig Erwähnenswertes aufgefallen, da es sich fast durchweg um Dinge handelt, deren Behandlung durch Römer längst bekannt sind. Allgemeineren Interesses wert scheinen mir Römers Bemerkungen über das 3. Keplersche Gesetz zu sein. Er findet eine Absurdität in der Konsequenz aus demselben, daß die Rotationszeiten, sowohl der Sonne selbst, als auch des Jupiters und der Erde viel länger sind, als die Revolutionszeiten eines an der Oberfläche des Hauptkörpers herumlaufenden Trabanten; er zieht daraus den Schluß, daß das 3. Keplersche Gesetz nicht bis zu beliebiger Nähe an den Zentralkörper gilt. In der Tat liegt ja hier eine gewisse kosmogonische Schwierigkeit vor, aber gegen das 3. Keplersche Gesetz läßt sich dieselbe nicht ausbeuten, das ja auf der unangreifbaren Grundlage des Gravitationsgesetzes ruht; leider sind die Notizen nicht datiert, so daß man nicht ersehen kann, ob sie vor oder nach dem Erscheinen der „Prinzipien" Newtons niedergeschrieben sind; das letztere ist aber sehr wahrscheinlich und spräche dann dafür, wie langsam dieses allerdings schwierige Werk in der wissenschaftlichen Welt Eingang gefunden hat. Auch Römer selbst spekuliert in den Adversaria über die Bewegungsursachen der Planeten, gelangt aber über die Ätherwirbelvorstellung nicht hinaus. Übrigens konstatiert Römer an späterer Stelle, daß Keplers „divina regula", soweit die Erfahrung reiche, wunderbar stimme. Eine relativ umfangreiche Untersuchung widmet Römer dem Merkurdurchgang vom 5. Mai 1707, dessen Elemente er aus Keplers, nach Hevelius' Beobachtung vom 3. Mai 1661 verbesserten Tafeln berechnet; die in Pilenborg erfolgte Beobachtung des Phänomens mußte sich auf die Feststellung des Austrittsmomentes beschränken, da der größte Teil des Durchganges (für Kopenhagen) in die Nachtzeit fiel. Römer zeigt sich hier als gewandter Rechner, im übrigen ist wiederum nur die mühsame Verfolgung des Ganges der Rechnung infolge des sehr knappen Textes zu erwähnen. Einiges Interesse beanspruchen auch Betrachtungen über die Unveränderlichkeit des Fixsternhimmels, deren Unwahrscheinlichkeit er mit plausibeln Gründen dartut. Ferner ist zu erwähnen eine längere Rechnung über die Refraktion; soweit dieselbe zu übersehen ist, sucht Römer dabei unter Annahme einer homogenen Atmosphäre durch Variation von Höhe und Brechungsexponent den wenigen, leidlich zuverlässigen Beobachtungen gerecht zu werden. Besonders hervorragend sind bekanntlich Römers Verdienste um die sphärische und praktische Astronomie, und die meisten seiner großen Leistungen auf diesem Gebiete finden sich auch in den Adversaria durch mehr oder weniger ausführliche Bemerkungen berührt. Aber auch hier bieten sich keinerlei Überraschungen. Und das wird ohne weiteres verständlich, wenn man aus Randbemerkungen, die von Peter Horrebows Hand herrühren, ersieht, daß dieser vor der Abfassung seiner „Basis Astronomiae" die Adversaria seines Lehrers gekannt und gründlich studiert hat. Schon darin liegt eigentlich die Gewähr, daß kein wesentlicher Zug im Bilde von Römers wissenschaftlicher Persönlichkeit verloren gegangen wäre, wenn die Adversaria unveröffentlicht geblieben wären.

In rein technischer Hinsicht mag noch bemerkt werden, daß die Broschierung des Bandes so mangelhaft ist, daß er sich bei der Lektüre sogleich in seine einzelnen Bogen auflöst.

A. v. Brunn.

M. Roscher, Die Kabel des Weltverkehrs. Hauptsächlich in volkswirtschaftlicher Hinsicht dargestellt. 240 S. u. 1 Karte. Berlin, Puttkammer & Mühlbrecht. 1911. M. 6.80, geb. M. 8.—

Nachdem Deutschland gegen das Ende des vorigen Jahrhunderts in die Reihe der Kabelmächte getreten ist, regt sich auch bei uns ein größeres Interesse für die langen unterseeischen Telegraphenkabel. Es hat den Anlaß zur Herausgabe einer ganzen Anzahl von Büchern über diesen Gegenstand gegeben; von diesen behandeln die meisten den Stoff in gemeinverständlicher Weise, wobei vielfach auch die technische Seite ziemlich eingehend betrachtet wird. Auch das vorliegende Werk ist für einen größeren Leserkreis berechnet; es ist jedoch hauptsächlich der wirtschaftlichen Seite des Seekabelwesens gewidmet. Demgemäß werden die technischen Grundlagen nur kurz besprochen, und auch hier findet man zahlreiche Angaben wirtschaftlicher Art, wie Materialpreise, Herstellungs-, Betriebs- und Unterhaltungskosten.

Einen breiteren Raum nimmt die Darstellung der geschichtlichen Entwicklung der Seekabel ein. Die außerordentliche wirtschaftliche Bedeutung des neuen Nachrichtenmittels wurde frühzeitig erkannt; die Seekabeltechnik stand noch in den Kinderschuhen, als das gewaltige Unternehmen der telegraphischen Überbrückung des Atlantischen Ozeans zwischen England und Nordamerika in die Wege geleitet und trotz wiederholtem Fehlschlagen und großen finanziellen Verlusten mit fast beispielloser Zähigkeit durchgeführt wurde. Nach dem Gelingen dieser Verbindung folgten zahlreiche andere. In wenigen Jahren entstand — in erster Linie durch

englische Tatkraft — ein Weltkabelnetz, das die wichtigsten Punkte des Welthandels umspannte und naturgemäß vor allem auf die englischen Interessen zugeschnitten war. In anderen Ländern hat sich erst später die Erkenntnis von der Wichtigkeit eigener unabhängiger Kabellinien nach den überseeischen Mittelpunkten des Weltverkehrs und nach den Kolonien allgemein Bahn gebrochen; sie fand ihren Ausdruck in der Herstellung solcher Kabellinien, sei es von Staats wegen oder durch Gesellschaften, auf deren Leitung der Staat sich den erforderlichen Einfluß gesichert hat. Häufig erhalten diese Gesellschaften staatliche Beihilfen, besonders wenn es sich um Kabel mit geringem Verkehr handelt, deren Herstellung aber aus politischen Gründen erwünscht ist. Umgekehrt bilden verkehrsreiche Linien eine ausgezeichnete Kapitalsanlage; hier setzt denn auch häufig die Konkurrenz ein, es entstehen heftige Tarifkämpfe, bis sich schließlich die Gegner in einem großen Trust vereinigen. Die Mehrzahl der heute vorhandenen zahlreichen Kabelgesellschaften ist in wenigen großen Interessengruppen vereinigt.

Ein weiterer Abschnitt des Buches handelt von den Wirkungen der Kabel in wirtschaftlicher, allgemein kultureller, politischer und strategischer Hinsicht. Die Bedeutung der Seekabel für das Wirtschaftsleben kann kaum überschätzt werden; viele wichtige Handelszweige wären ohne die Möglichkeit rascher Nachrichtenübermittelung außerordentlich erschwert; erst diese vermindert das Risiko und ermöglicht rechtzeitige Maßnahmen zur Abwendung von Verlusten bei plötzlicher Änderung der wirtschaftlichen Lage; auch auf die preisausgleichende Wirkung der telegraphischen Marktberichte sei hingewiesen.

In dem letzten Abschnitte wird die Organisation des Seekabelwesens erörtert; er deckt sich im wesentlichen mit der Berliner Doktordissertation des Verfassers. Vielleicht ist hierauf die — im Gegensatze zu der flotten Darstellung des Vorhergehenden — etwas trockene, gelehrte Fassung dieses Teiles zurückzuführen; so klingt z. B. die auf S. 184 vorgebrachte Behauptung, „daß der Staat dafür zu sorgen habe, daß die Kabelgesellschaften bei der Herstellung von Kabellinien das wirtschaftliche Prinzip befolgen", doch reichlich doktrinär. Abgesehen von solchen mehr äußerlichen kleinen Mängeln kann aber dieser Teil als eine recht gute prinzipielle Erörterung der sehr komplizierten Organisationsfragen, insbesondere der Beziehungen zwischen Staat und Privatgesellschaften, gelten.

Neben den allgemeinen Darlegungen enthält das Buch eine große Zahl von wertvollen und interessanten Einzelangaben. Es kann jedem, der sich über den Gegenstand unterrichten möchte, bestens empfohlen werden.

K. W. Wagner.

C. Burali-Forti et R. **Marcolongo, Éléments de calcul vectoriel.** Traduit par S. Lattes. VI u. 228 p. Paris 1910. Preis geh. 8 frs.

Die bedeutende Wertschätzung, welche die Vektoranalysis während der letzten Jahrzehnte in Physiker- und Mathematikerkreisen erlangt hat, kommt deutlich in der sich mehrenden Lehrbuchliteratur über diesen Gegenstand zum Ausdruck. Bekanntlich enthält auch die deutsche Literatur verschiedene vortreffliche Darstellungen. Die einen, für welche man das Buch von Herrn E. Jahnke als Beispiel anführen kann, gehen von mathematischen Gesichtspunkten aus und ordnen diesen die physikalischen Anwendungen unter, während andere (z. B. die Vektoranalysis von Bucherer oder Gans) vor allem die physikalischen Anwendungen in den Vordergrund stellen oder allein behandeln.

Die hier angezeigte Vektoranalysis der Herren Burali-Forti und Marcolongo, welche eine durch Zusätze erweiterte französische Übersetzung der italienischen Originalausgabe ist, vereinigt mathematische Theorie und Anwendungen entsprechend dem Umstand, daß ein Mathematiker und ein theoretischer Physiker an der Abfassung beteiligt sind.

Die Verfasser behandeln nicht nur in zwei ungefähr gleich umfangreichen Abschnitten die Vektoranalysis im engeren Sinne, sie geben in einem Anhange auch noch eine originelle Einführung in die Graßmannschen Formen und den Hamiltonschen Quaternionenkalkül. Der erste Abschnitt enthält das System der arithmetisch-geometrischen Grundlagen des baryzentrischen Kalküls, der Rechnung mit Punkten und Vektoren und im Anschluß daran die Vektordifferentiation (und Integration) mit der Erklärung der Begriffe rot, div, grad.

Der zweite Abschnitt bringt, in der Form gut verständlicher Übersichten über die betreffenden Gebiete, die Anwendungen auf die Raumkurven und ebenen Kurvenscharen, auf die Mechanik starrer Körper, Elastizitätstheorie und Elektrodynamik nebst den dazu nötigen Integralsätzen über die Vektorfunktionen (Sätze von Gauß, Green und Stokes).

Der Anhang des Buches über die Graßmannschen Formen und die Quaternionen verfolgt nur die Tendenz das System der Vektoroperationen so weit darzustellen, als es für die Bedürfnisse der Praxis in Mechanik und Physik nötig erscheint, wenn man sich bei allen Betrachtungen über Kräfte und deren linearen Transformationen von einem Bezugssystem freimachen will.

Referent hätte gern gesehen, daß die Herren Verfasser vom Quaternionenkalkül einige Anwendungen auf die Drehungen im Raum gegeben hätten. Überhaupt wäre eine geometrisch-kinematische Interpretation der Quaternionen, wie sie z. B. Herr F. Klein an verschiedenen Orten publiziert hat, gewiß manchem Leser erwünscht.

Den Schluß des Buches bilden eine Betrachtung über die Definitionen der Mathematik und verschiedene historische Notizen. Man kann sich besonders darüber freuen, daß die Herren Verfasser hierin sowie in ihrer ganzen Darstellung die grundlegende deutsche Literatur, von Möbius und Graßmann ab, gebührend und mit warmer Anerkennung berücksichtigt haben. Die wohlüberlegte Symbolik und die Erklärung der Grundbegriffe weicht von der in Deutschland jetzt üblichen (nach Abraham, Gans usw.) etwas ab, jedoch bringt das für die Lektüre des Buches keinerlei Schwierigkeiten mit sich.

J. Sommer.

G. H. Darwin, Ebbe und Flut sowie verwandte Erscheinungen im Sonnensystem. Autorisierte deutsche Ausgabe nach der dritten englischen Auflage v. A. Pockels. Mit einem Einführungswort v. G. v. Neumayer. 2. Auflage. 8. XXIV u. 420 S. mit 52 Illustrationen. Leipzig, B. G. Teubner. 1911. Gebunden M. 8.—

Der erste Teil des allgemeinverständlichen Buches behandelt die Gezeiten der See; er ist von

einer solchen Klarheit und geradezu raffinierten Einfachheit der Darstellung, daß man ihn didaktisch als vorbildlich betrachten kann, zumal es sich um ein Thema handelt, das von den meisten Autoren mit umfangreichen mathematischen Hilfsmitteln bearbeitet wird. Eine derartige Konzentration auf die Darstellung ist nur einem Autor wie Darwin möglich, der den Stoff vollkommen beherrscht.

Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Anwendung der Gezeitentheorie auf kosmische Probleme, speziell auf die Geschichte des Kosmos, wobei die hauptsächlichsten Hypothesen der letzteren kritisch beleuchtet werden. Wenn man schon an sich mit gemischten Gefühlen die Abstraktionen und Extrapolationen betrachten mag, die notwendig sind, um von unserer physikalischen Erfahrung auf den Kosmos zu schließen, so wird man sich doch nur freuen können, wenn dies Thema von einem möglichst vorsichtigen und kritischen Autor behandelt wird, wie dies hier der Fall ist.

Die Abweichungen von der ersten Auflage beschränken sich im wesentlichen auf einige Hinzufügungen. Die Isorachienkarte und ebenso die Karte der Nutationsbewegung der Erde hätten vielleicht erweitert werden können auf Grund neueren Materials.

In der vortrefflichen Übersetzung wäre Nautical Almanach wohl besser unübersetzt geblieben, da der Leser mit „Schiffsalmanach" kaum etwas anzufangen weiß. Die entsprechenden französischen und deutschen Bücher (Connaissance de Temps, Nautisches Jahrbuch) sind ja ebenfalls überall nur unter ihrem originalen Namen bekannt.

Kurt Wegener.

H. Börner, Lehrbuch der Physik für die drei oberen Klassen der Realgymnasien und Oberrealschulen sowie zur Einführung in das Studium der neueren Physik. 6. Auflage. Neu bearbeitet unter Mitwirkung von G. Mohrmann. gr. 8. XIX u. 509 S. mit 402 Abbildungen. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung. 1911. Gebunden M. 6.—

H. Börner, Leitfaden der Experimentalphysik für Realschulen, sowie für den Anfangsunterricht an Oberrealschulen. 9. Auflage. gr. 8. XII u. 211 Seiten mit 194 Abbildungen. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung, 1911. Gebunden M. 2.40

Beide Bücher bilden das „physikalische Unterrichtswerk für höhere Lehranstalten sowie zur Einführung in das Studium der neueren Physik".

Sie gehören zu den umfangreichsten Werken dieser Art trotz der Kürzungen, die gegen früher eingetreten sind.

Daher sind auch viele feinere Einzelheiten besprochen, die im Unterricht wohl auf jeden Fall übergangen werden. Das ist für die Oberstufe durchaus kein Nachteil. Dagegen hätte der Leitfaden wohl noch eine erhebliche Streichung vertragen können.

Auch könnte für den Anfänger wohl etwas weniger Abstraktion und Theorie an einigen Stellen vorhanden sein, besonders im einleitenden Teil.

Versuche sind, besonders im Leitfaden, in reicher Menge gegeben, leider zum Teil mit praktischen und methodischen Winken für den Lehrer. Das gehört in kein Schülerbuch. Auf der Oberstufe muß naturgemäß die Theorie und mathematische Behandlung das Experiment etwas zurückdrängen. Dabei wird erfreulicherweise auch gelegentlich von der Differentialrechnung Gebrauch gemacht.

Die Darstellung ist klar und sehr übersichtlich gegliedert. Die verschiedenen Wege, die zu den einzelnen Ergebnissen führen, sind in ihrer Eigenart scharf voneinander geschieden. Das Buch entspricht auch dem modernen Standpunkt der Wissenschaft (Bezeichnung von ultravioletten Strahlen als chemisch wirksame schlechthin ist wohl ein Versehen!).

Als Zeichen modernen Geistes seien die Hinweise auf Schülerübungen bei den einzelnen Abschnitten unter besonderer Berücksichtigung der Bücher von Hahn und Noack genannt.

Kochan.

Felix Auerbach, Physik in graphischen Darstellungen. gr. 8. 1373 Figuren auf 213 Tafeln mit erläuterndem Text. X u. 28 S. Leipzig und Berlin. B. G. Teubner. 1912. M. 9.—, gebunden M. 10.—

Entsprechend der Ansicht, daß ein gründliches Studium der Physik nur möglich ist unter genügender Beachtung der quantitativen Seite der Erscheinungen, hat Herr Auerbach ein Kurvenwerk geschaffen, das in gleicher Weise dem Dozenten wie dem Studierenden willkommen sein dürfte. Es bildet eine Ergänzung physikalischer Lehrbücher und wird insbesondere bei der üblichen Experimentalvorlesung mit Vorteil benutzt werden. Der Umfang des Gebotenen ist für diesen Zweck sogar ziemlich reichlich. Dem Lehrer wird das lästige Zusammensuchen geeigneten Projektionsmaterials erspart (die Tafeln sind alle in schwarz-weiß gehalten, Farben sind indirekt kenntlich gemacht) und dem Hörer das fatale Nachzeichnen von Kurven. Die erforderlichen Erläuterungen und Bezeichnungen hat der Autor mit Raffinement und Takt zu geben gewußt. Das Wichtigste findet sich auf den Tafeln selbst, während ein Anhang von 24 Seiten Erklärungen und Literaturnachweisen gewidmet ist.

Hervorzuheben ist die Tendenz auf gewissen aktuellen Gebieten, Anschluß an die neueste Forschung zu geben. Vom Standpunkte des energetischen Imperativs aus verdient das Buch, welches respektable Originalarbeit enthält, warm empfohlen zu werden. —

H. Hörig.

Herm. Hahn, Die Zeit- und Kostenfrage der physikalischen Schülerübungen. Vortrag gehalten am 29. Sept. 1909 zu Graz auf der 50. Versammlung Deutscher Philologen und Schulmänner. 8. 31 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1910. M. —.80.

Im ersten Teile des Aufsatzes, der als Vortrag 1909 in Graz gehalten wurde, ventiliert der Verfasser die Zeitfrage und kommt zu dem Resultat, daß der physikalische Unterricht mit darin verwebten Übungen auf allen Stufen einer Doppelstunde und zweier Einzelstunden bedürfe.

Die Kostenfrage erörtert er, da für Deutschland noch kein Durchschnittswert zu erreichen ist, an Umfragen, die O. H. Latter in England und Quincy Browne in Nordamerika durchgeführt hat. Die ganz interessanten Resultate können natürlich für deutsche Verhältnisse nichts bedeuten.

Behrendsen.

Berichtigung.

In der Arbeit „Die magnetische Reaktion einer zwischen den Polen eines Magnets kreisenden Kupferscheibe" von W. G. Cady und F. G. Benedict, diese Zeitschrift 13, 920. 1912, ist

Seite 923,	Spalte 1.	Zeile 11 v. u.	statt	$\frac{\omega^2 B}{\sigma}$	zu lesen:	$\frac{\omega B}{\sigma}$,
„ 923,	„ 2.	„ 9 „	„	„auflaufenden"	z. les.:	„ablaufenden",
„ 925,	„ 1.	„ 11 „	„	„auflaufende"	z. lesen:	„ablaufende",
„ 925,	„ 2.	„ 29 „	„	„auflaufenden"	z. les.:	„ablaufenden",
„ 926,	„ 1.	„ 21 v. o.	„	„ablaufenden"	z. les.:	„auflaufenden",
„ 926,	„ 1.	„ 22/23 „	„	„auflaufenden"	z. les.:	„ablaufenden".

Tagesereignisse.

Ein Institut der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft für Kohlenforschung. Die Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften plant die Errichtung eines Instituts für Kohlenforschung in Mülheim a. d. Ruhr. Als Leiter des Instituts wurde der ordentliche Professor an der Technischen Hochschule zu Charlottenburg und Direktor des dortigen elektrochemischen Laboratoriums Professor Dr. Franz Fischer gewonnen. Es wird auch für dieses Institut das Prinzip der freien Forschung gelten. Man wird sich in erster Linie mit der Erhöhung des Wertes der Kohle beschäftigen, mit der Verkokung, mit der Gewinnung des Teers, des Wassergases und Kraftgases sowie mit dem Studium der Überführung weniger wertvoller Produkte der Teerdestillation in wertvollere flüssige oder gasförmige Brennstoffe. Ferner sollen alte, bisher ungelöste Probleme von neuem in Angriff genommen werden, namentlich die Frage der direkteren Erzeugung der Elektrizität aus Kohlen mittels Kraftgasmotoren, unter Vermeidung des bisherigen Umwegs durch Verbrennung der Kohle unter Dampfkesseln, wodurch dreiviertel der in der Kohle aufgespeicherten Energie in Form von Wärme nutzlos verloren geht.

Das **Zentralbureau für Azetylen und autogene Metallbearbeitung in Nürnberg**, Gugelstraße 54, setzt 2 Preise von 1000 und 500 M. für die Bearbeitung der Frage, auf welche Weise eine praktische Untersuchungsmethode für autogene **Schweißnähte** geschaffen werden kann, aus und versendet an Interessenten auf Verlangen nähere Mitteilungen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die **Herren Fachgenossen**, der Redaktion von **eintretenden Änderungen** möglichst bald **Mitteilung zu machen.**)

Ernannt: Der Privatdozent der Geschichte der Naturwissenschaften an der Technischen Hochschule Wien Dr. Franz Strunz zum Honorardozenten mit ordentlichem Lehrauftrag ebenda, Professor Dr. Karl Scheel zum Vorsteher des Wärmelaboratoriums bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin, Lecturer Harold Hilton zum Professor der Mathematik am Bedford College for Women in London, der ord. Professor der Mechanik an der Technischen Hochschule Aachen Dr.-Ing. Hans Reißner (zum 1.-April 1913) in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Berlin, Dr. S. P. Peñalver y Bachiller zum Professor der höheren Analysis an der Universität Sevilla, Dr. Roland G. D. Richardson zum a. o. Professor der Mathematik an der Brown University in Providence, Dr. G. Scorza zum a. o. Professor der projektiven und darstellenden Geometrie an der Universität Cagliari, Dr. E. W. Sheldon zum Professor der Mathematik an der Universität von Alberta, Dr. W. M. Smith zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität von Oregon, Dr. P. Lasareff zum ordentlichen Professor für reine und angewandte Physik an der Technischen Hochschule in Moskau, Professor M. Stuyvaert zum Dozenten für mathematische Methodologie und Theorie der algebraischen Größen an der Universität Gent, Dr. A. Whitehead zum Dozenten für Geometrie am University College der Universität London, Privatdozent Dr. techn. Johann Novák zum a. o. Professor für analytische Chemie an der böhmischen Technischen Hochschule in Brünn, der a. o. Professor am Polytechnikum in Budapest Ing. Ignacz Pfeifer zum ord. Professor für chemische Technologie an derselben Hochschule (als Nachfolger von Vincza Wartha), der Privatdozent an der Universität Heidelberg Dr. August Kopff zum a. o. Professor der Astronomie ebenda, Dr. Jas. R. Witrow zum Professor der Chemie an der Ohio-Universität in Columbus.

Nobelpreise 1912: Für Physik: Oberingenieur Gustaf Dalén in Stockholm (der Erfinder eines Sonnenventils für automatische Entzündung und Verlöschung der Leuchtfeuer und Leuchtbojen bei Sonnenaufgang und -untergang); für Chemie: Professor der organischen Chemie an der Universität Nancy W. Grignard und Professor der Chemie an der Universität Toulouse Paul Sabatier.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Wilhelm Vaubel der Titel Professor, dem a. o. Professor der Chemie und Pharmakognosie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Georg Heyl der Titel Geheimer Obermedizinalrat.

In den Ruhestand: Der a. o. Professor für chemische Technologie an der Universität Göttingen Dr. Ferdinand Fischer.

Gestorben: Der emer. Professor der Mathematik von der Technischen Hochschule Zürich Dr. Wilhelm Fiedler (am 19. November), der emer. Professor der angewandten Chemie an der Universität von Virginia in Charlottesville John W. Mallet, der Adjunkt-Professor für Physik am Polytechnikum in Riga Dr. H. Pflaum (am 8. September), das Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Professor Dr. H. F. Wiebe in Charlottenburg (am 17. September), der frühere Professor der Chemie Thomas Price in San Francisco (am 13. Oktober), der emer. Professor der Mathematik an der Wesleyan-Universität Dr. John Monroe Van Vleck, der emer. Professor der Mathematik Hermann Julius Köstler in Naumburg (Verfasser zahlreicher mathematischer Lehrbücher).

Angebote.

Assistent,

promovierter Physiker, welcher bereits selbständig auf dem Gebiet der theoretischen Optik gearbeitet hat und beabsichtigt, sich für dieses Fach zu habilitieren, kann im **Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Karlsruhe** Anstellung als II. Assistent finden.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

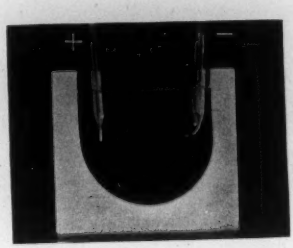


Fig. 2.

Fig. 4.

Fig. 5.

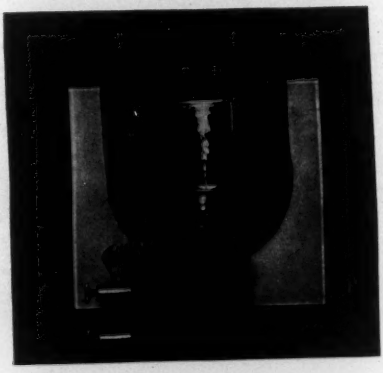


Fig. 6.

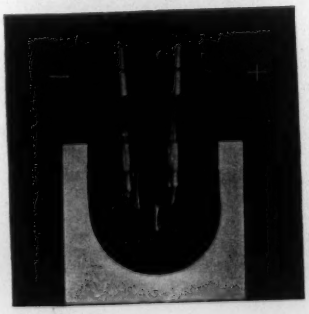


Fig. 8.

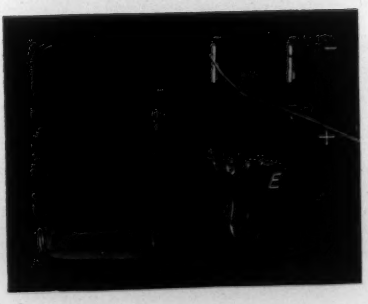


Fig. 9.

I. Photographische Aufnahme der Röhre Fig. 1 im Falle 3 (3. Abschnitt).

II. Photographische Aufnahme der Röhre Fig. 1 im Falle 4 (3. Abschnitt).

III. Photographische Aufnahme einer Röhre, die Kohlenoxyd und Spuren von Brom enthielt im Falle 3 (3. Abschnitt).

IV. Photographische Aufnahme der Röhre des vorhergehenden Bildes im Falle 4 (3. Abschnitt). Da die Entladung absolut symmetrisch war, ist nur die eine Hälfte abgebildet.